

Technische Universität München
Fakultät für Physik

Max-Planck-Institut für Physik
Werner-Heisenberg-Institut

Entwicklung von kalorimetrischen Methoden zum Nachweis neuartiger schwerer Teilchen in Proton-Proton Wechselwirkungen bei LHC-Energien

Dieter Striegel

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen
Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. M. Lindner

Prüfer der Dissertation: 1. Hon.-Prof. Dr. N. Schmitz

2. Univ.-Prof. Dr. St. Paul

Die Dissertation wurde am 28.04.2003 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 06.10.2003 angenommen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Das Standardmodell	3
2.1.1	Die elektroschwache Wechselwirkung	3
2.1.2	Die starke Wechselwirkung	4
2.2	Das t -Quark	4
2.2.1	Die Masse des t -Quarks und seine Massenbreite	6
3	LHC und seine Detektoren	8
3.1	Physikalische Aufgabenstellung des LHC	8
3.2	Der Proton-Proton-Speicherring LHC	13
3.3	Die Detektoren des LHC	13
3.4	Das ATLAS-Detektorkonzept	14
3.5	Das ATLAS-Kalorimeterkonzept	17
3.6	Das HEC-Kalorimeter	21
3.7	Die HEC-Elektronik	25
4	Kalorimeterphysik	26
4.1	Eigenschaften von Kalorimetern	26
4.2	Energiemessung mit Kalorimetern	27
4.3	Flüssig-Argon Kalorimetrie	28
4.4	Das Verhältnis e/h	28
5	Aufbau des Kalorimetertests am CERN	30
5.1	Strahlführung des Teststrahls H6	30
5.2	Das Test-Kalorimetermodul	31
5.2.1	Technische Daten	31
5.2.2	Die Prozeduren der Qualitätskontrolle	32
5.2.3	Der Testaufbau	34
5.3	Die Datenauslese	34
6	Die Monte-Carlo Simulation des Kalorimetertests	37
7	Datenanalyse des Kalorimetertests	41
7.1	Das Kalibrationssystem	41
7.2	Die Methode des Digital-Filters	41
7.3	Behandlung der Rohdaten	43
7.4	Bestimmung der Schwellen (Pedestale)	43
8	Resultate des Kalorimetertests	45
8.1	Analyse der Elektronen	45
8.1.1	Die Energieauflösung des Kalorimeters	45
8.1.2	Die Homogenität des Kalorimeters	50

8.1.3	Die Linearität des Kalorimeters	51
8.2	Analyse der Pionen	52
8.2.1	Die Energieauflösung	54
8.2.2	Das Verhältnis e/h	55
8.2.3	Das Schauerprofil im Kalorimeter bei Pionen	56
8.3	Die Analyse der Myonen	59
9	Extrapolation auf ATLAS-Bedingungen	63
10	Die schnelle Detektorsimulation ATLFAST	65
10.1	Parametrisierung der Detektoren	65
10.1.1	Das Kalorimetersystem	65
10.1.2	Der Myondetektor	65
10.2	Triggereinstellung der Simulation	66
10.3	Rekonstruktion der Jets	66
10.3.1	Der Cone-Algorithmus	66
10.3.2	b -tagging Algorithmus	67
10.4	Jetkalibrierung	67
10.5	Selektion der t -Quark Ereignisse	71
10.6	Standardanalyse	72
10.7	Untergrund	73
10.7.1	Physikalischer Untergrund	74
10.7.2	Kombinatorischer Untergrund	86
11	Der kinematische Fit	87
11.1	Der analysierte Zerfall des $t\bar{t}$ -Paares	87
11.2	Definition der Variablen	87
11.3	Grundlagen des kinematischen Fits	88
11.4	Lösen des Gleichungssystems	89
11.5	Konvergenzkriterien des Fits	90
11.6	Startwerte des kinematischen Fits	90
11.6.1	Startwerte von Jets und Myon	90
11.6.2	Startwerte beim Neutrino	91
11.7	Berechnung der Fehlermatrizen	91
11.8	Jetkombinatorik und Bestimmung der Masse des t -Quarks	93
12	Resultate der t-Quark Analyse	94
12.1	Bestimmung der Masse des t -Quarks	94
12.2	Systematische Fehler in der Massenbestimmung des t -Quarks	106
12.2.1	Der Einfluß der Gluonabstrahlung im Anfangszustand (ISR)	106
12.2.2	Der Einfluß der Gluonabstrahlung im Endzustand (FSR)	107
12.2.3	Der Einfluß der Vielfachwechselwirkung (MI)	107
12.2.4	Der Einfluß der Jetkalibrierung	108
12.2.5	Der Einfluß der gewählten Konusgröße zur Rekonstruktion von Jets	110

13 Zusammenfassung	113
A Literaturverzeichnis	115
B Abbildungsverzeichnis	119
C Tabellenverzeichnis	124
D Danksagung	125

1 Einleitung

Bei der Erforschung der Bausteine der Materie und deren Wechselwirkungen ist das Standardmodell sehr erfolgreich. Von den letzten drei bis vor Kurzem noch fehlenden Bausteinen - dem τ -Neutrino, dem t -Quark und dem Higgs-Boson - wurden das τ -Neutrino [1] und das t -Quark [2, 3, 4, 5, 6] inzwischen entdeckt. Genaue Untersuchungen der Eigenschaften des t -Quarks werden jedoch erst mit Inbetriebnahme des *LHC* (**L**arge **H**adron **C**ollider) [7, 8] aufgrund der hohen produzierten Anzahl an t -Quarks möglich sein. Dieser neue Proton-Proton-Speicherring befindet sich am europäischen Kernforschungszentrum *CERN* (**C**onseil **E**uropeén pour la **R**echerche **N**ucléaire) im Bau. Beim LHC laufen Protonen in zwei separaten Ringen mit einer Energie von je bis zu 7 TeV gegenläufig um. An vier Wechselwirkungspunkten können die Strahlen zur Kollision gebracht werden. Damit steht eine Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV bei einer Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ für Experimente zur Verfügung.

An den vier Wechselwirkungspunkten befinden sich die Detektoren: *ATLAS* (**A** Toroidal **L**HC **A**pparatu**S**) [9], *CMS* (**C**ompact **M**uon **S**oleniod) [10], *LHC-b* [11] und *ALICE* (**A** Large **I**on **C**ollider **E**xperiment) [12]. Beim ATLAS-Detektor handelt es sich um einen Universaldetektor, der das gesamte Potential des LHC ausschöpfen soll (Proton-Proton-Physik, Schwerionenphysik, b -Physik, usw.).

In der heutigen Zeit dauert die Planung, der Bau und die Durchführung eines großen Beschleuniger-Experimentes eine Zeit von ca. 30 Jahren. Dieser Umstand muß berücksichtigt werden, wenn man nur einen Bruchteil dieser gesamten Zeit, speziell aber einige Jahre in der Aufbauphase eines Detektors mitwirken kann. Über dies ist in Anbetracht der Größe des Detektors nur ein Mitwirken am Bau eines Subdetektors - im vorliegenden Falle des *HEC* (**H**adronic **E**ndcap **C**alorimeter) möglich.

Es ergibt sich daher eine Aufgabenstellung, welche die Realisierbarkeit des Subdetektors mit der von der Physik vorgegebenen Eigenschaften (Auflösung,...) unter den zu erwartenden Arbeitsbedingungen zeigt. Mit dieser apparativen Auflösung wird dann im Rahmen dieser Arbeit eine Abschätzung der Meßgenauigkeit einer wesentlichen Meßgröße des Experiments, der Masse des t -Quarks, mit Hilfe von Simulationsrechnungen (Monte-Carlo) durchgeführt. Hierbei kann gezeigt werden, wie durch ein spezielles Anpassungsverfahren die Meßgenauigkeit gegenüber der bisher üblichen Methode erheblich verbessert werden kann.

Die Dissertation gliedert sich folgendermaßen auf:

Nach der Erläuterung des Standardmodells und der physikalischen Eigenschaften des t -Quarks erfolgt die Diskussion der physikalischen Aufgabenstellungen des LHC. Anschließend wird der Aufbau des ATLAS-Detektors beschrieben. Nachdem die zur Beobachtung notwendigen Eigenschaften der einzelnen Detektorkomponenten, insbesondere des HEC-Kalorimeters dargelegt wurden,

folgt der Versuchsaufbau des Kalorimetertests mit Teststrahlen, in welchem die Eigenschaften des HEC-Kalorimeters untersucht wurden.

Nach der Darstellung der Monte-Carlo Simulation des Kalorimetertests wird die Analyse der Kalorimeterdaten für Elektronen, Pionen und Myonen diskutiert. Nach einer Beschreibung des ATLAS-Simulationsprogramms ATLFAST, mit dem t -Quark Ereignisse simuliert wurden, erfolgt eine Erläuterung der Standardanalyse und des kinematischen Fits, mit deren Hilfe die simulierten Ereignisse analysiert wurden. Dabei werden die Ergebnisse der neuen Analyse-methode mit der bisher üblichen Methode verglichen. Abschließend werden die gewonnenen Ergebnisse zusammengefaßt.

2 Physikalische Grundlagen

Nach einer Beschreibung des Standardmodells wird anschließend genauer auf die speziellen Eigenschaften des t -Quarks eingegangen.

2.1 Das Standardmodell

Im sogenannten Standardmodell der Elementarteilchenphysik spielen die Begriffe von globalen und lokalen Symmetrien eine wichtige Rolle. Mit dem Prinzip der lokalen Eichinvarianz werden die schwache, die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung der elementaren Fermionen (Quarks und Leptonen) beschrieben. Entscheidend für dieses Prinzip ist die Invarianz der Lagrange-funktion unter lokalen Transformationen eines Fermionfeldes.

Die Vereinheitlichung der schwachen und der elektromagnetischen zur elektroschwachen Wechselwirkung wurde von S. Glashow, A. Salam und S. Weinberg gefunden (GWS-Theorie) [13, 14, 15]. Es handelt sich dabei um eine $SU(2) \otimes U(1)$ -Eichtheorie.

2.1.1 Die elektroschwache Wechselwirkung

Ausgehend von der Beobachtung des Myon-Zerfalls ($\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$) kann man schwache Isospin Dupletts zusammensetzen.

Damit erhält man folgende (linkshändige) Lepton- bzw. Quarkdupletts:

$$l_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad (1)$$

$$q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad (2)$$

Die Messungen der Zerfallsbreite des Z^0 Vektorbosons am LEP-Beschleuniger zeigen, daß es nur 3 Neutrinoarten gibt, und somit im Rahmen des Standardmodells jeweils 3 Lepton- und Quark-Familien. Das t -Quark wurde von den CDF und D0-Gruppen am Fermilab nachgewiesen [4, 16]. Auf die speziellen Eigenschaften der t -Quarks wird im Kapitel 2.2 eingegangen.

Um die elektromagnetische Wechselwirkung einzubinden, kann man weiter folgern [17], daß alle geladenen Teilchen rechtshändige Partner als Singletts besitzen müssen. Somit erhält man folgendes:

$$l_R = e_R^-, \quad \mu_R^-, \quad \tau_R^- \quad q_R = u_R, \quad d_R, \quad s_R, \quad c_R, \quad b_R, \quad t_R \quad (3)$$

Zusätzlich gibt es 3 Eichbosonen aus $SU(2)$ und 1 Eichboson aus $U(1)$ [17]. Diese können als $W^\pm$, Z^0 bzw. als Photon identifiziert werden. Die Entdeckung dieser Austauschbosonen kann als großer Erfolg und Bestätigung der elektroschwachen Wechselwirkung bzw. des Standardmodells gewertet werden.

2.1.2 Die starke Wechselwirkung

Im Rahmen dieser Arbeit kann nur eine kurze Skizzierung der starken Wechselwirkung erfolgen. Die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Durch die QCD ergeben sich für die Quarks 3 innere Freiheitsgrade, entsprechend den 3 Farbladungen. Physikalisch treten die Quarks aber nur als Farbsinglett in Form von Hadronen auf. Analog zur Quantenelektrodynamik (QED) definiert man bei der QCD eine Kopplungskonstante, die mit α_s bezeichnet wird. Diese Konstante ist vom Impulsübertrag Q beim Streuprozess abhängig und läßt sich wie folgt schreiben:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + (\beta_0/4\pi)\alpha_s(\mu^2) \ln(Q^2/\mu^2)} \quad (4)$$

Dabei bedeutet $\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f$ und n_f die Anzahl der aktiven Quarkflavors. Aus der Tatsache, daß β_0 positiv ist, folgt die sog. asymptotische Freiheit. Für $Q^2 \rightarrow \infty$, wird die Kopplung beliebig klein und eine störungstechnische Betrachtung ist möglich.

Mit Hilfe der Gl. (4) kann man eine Vorhersage über die funktionale Abhängigkeit der Kopplungskonstanten von Q^2 treffen, aber nicht über den absoluten Wert von α_s . Dieser wird experimentell bei einer beliebigen Skala μ bestimmt. Mit Einführung der Integrationskonstanten läßt sich die Kopplungskonstante in der führenden Ordnung (*leading-order* **LO**) schreiben als:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{(\beta_0/4\pi) \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (5)$$

In der nächsten zur führenden Ordnung (*next-to-leading order* **NLO**) ergibt sich:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{(\beta_0/4\pi) \ln(Q^2/\Lambda^2)} \left[1 - \frac{(\beta_0/4\pi\beta_1) \ln(\ln(Q^2/\Lambda^2))}{(\beta_0/4\pi) \ln(Q^2/\Lambda^2)} \right] \quad (6)$$

Führt man Berechnungen nur bis zur führenden Ordnung, so werden nur Ereignisse berechnet, die kein Gluon im Anfangszustand oder im Endzustand abstrahlen. Nimmt man die nächste zur führenden Ordnung hinzu, so tritt im Ereignis Gluonabstrahlung auf, die auch als separater Jet auftreten kann. Auf die Definition und Rekonstruktion eines Jets wird später in Kap. 10.3 genau eingegangen.

Der Effekt der Gluonabstrahlung ist bei Energien, bei denen das t -Quark produziert wird, wichtig und ist besonders bei der Analyse der systematischen Fehler bei der Massenbestimmung zu beachten.

2.2 Das t -Quark

Die bisherigen Meßergebnisse am Tevatron ergeben für die Masse des t -Quarks Werte von $m_t = 175.9 \pm 4.8(\text{stat.}) \pm 5.3(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2$ (CDF) [18] bzw. $m_t =$

$173.3 \pm 5.6(\text{stat.}) \pm 5.5(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2$ (D0) [19]. Damit ist es ungefähr 35 mal schwerer als das b -Quark.

Aus Analysen der elektroschwachen Observablen des Z^0 -Zerfalls [20] ergibt sich die Existenz eines Fermions mit Spin $\frac{1}{2}$ und Ladung $+\frac{2}{3}e$ mit einer ungefähren Masse von $170 \text{ GeV}/c^2$ als schwacher Isospinpartner der b -Quarks. Nach der Theorie des Standardmodells besitzt das t -Quark genau diese Eigenschaften.

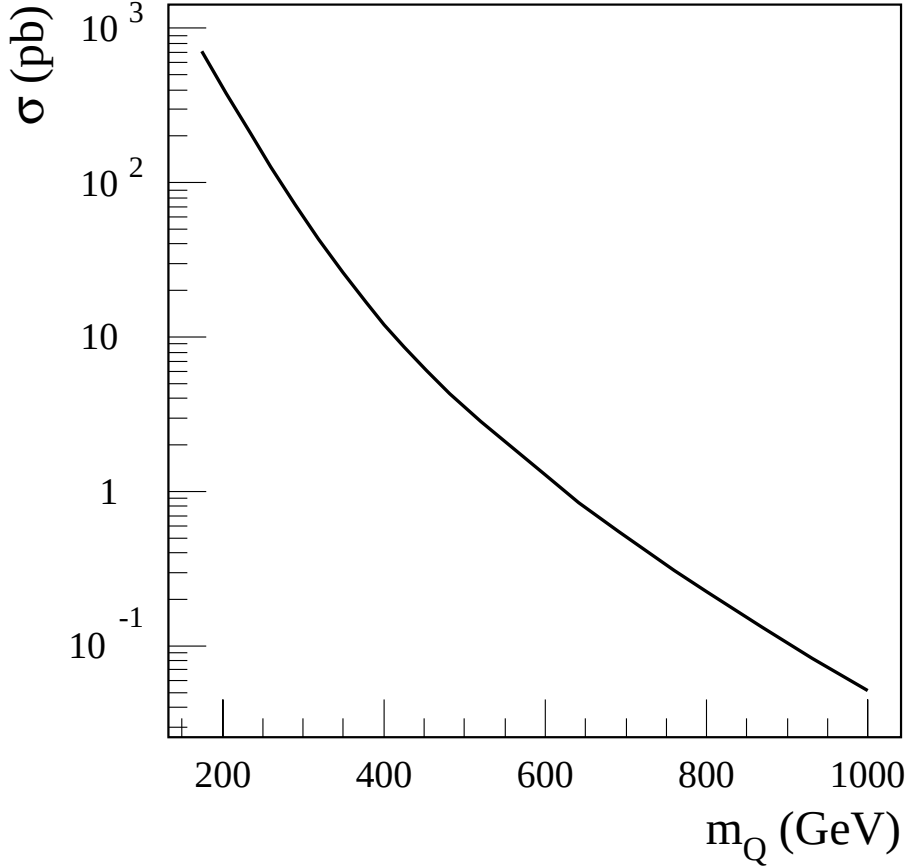


Abbildung 1: Vorhersage des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $pp(14 \text{ TeV}) \rightarrow t\bar{t}X$ nach dem Standardmodell in Abhängigkeit von der Quarkmasse [21]

In Abb. 1 ist die Standardmodell-Vorhersage für den Wirkungsquerschnitt der t -Quark Paararerzeugung in pp -Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV in Abhängigkeit von der Quarkmasse in einem Bereich von $175 \text{ GeV}/c^2$ bis zu $1000 \text{ GeV}/c^2$ aufgetragen. Für eine Masse des t -Quarks von $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$ ergibt sich dabei ein Wert von $\sigma(t\bar{t}) = 833 \text{ pb}$ [21]. Es handelt sich dabei um eine NLO-Vorhersage, bei der die Gluonbeiträge mit aufsummiert wurden.

Aufgrund dieses Wirkungsquerschnitts erwartet man, daß pro Jahr bei niedriger LHC Luminosität ($10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) ungefähr 8 Millionen $t\bar{t}$ -Ereignisse auftreten werden. Somit sind detaillierte Studien der Eigenschaften des t -Quarks,

insbesondere dessen Zerfälle, möglich.

2.2.1 Die Masse des t -Quarks und seine Massenbreite

Die Masse des t -Quarks m_t und seine Massenbreite Γ_t sind definiert durch die Polmasse $m_t^* = m_t - i\Gamma_t/2$ aus dem Propagator des t -Quarks. Im Standardmodell ist die Masse des t -Quarks mit der top Yukawa-Kopplung $y_t(\mu)$ verknüpft durch:

$$y_t(\mu) = 2^{3/4} G_F^{1/2} m_t (1 + \delta_t(\mu)) \quad (7)$$

In Gl. (7) steht $\delta_t(\mu)$ für die Strahlungskorrekturen. Neben der Polmasse m_t^* des t -Quarks wird auch oft folgende $\overline{MS}$ Masse verwendet, welche nur reine QCD Korrekturen enthält:

$$\overline{m}_t(\mu) = m_t (1 + \delta_{QCD}(\mu))^{-1} \quad (8)$$

Definiert man $\overline{m}_t = \overline{m}_t(\overline{m}_t)$ und $\alpha_s = \alpha_s^{\overline{MS}}(\overline{m}_t)/\pi$, erhält man für $\delta_{QCD}(\overline{m}_t)$:

$$\begin{aligned} \delta_{QCD}(\overline{m}_t) &= \frac{4}{3}\alpha_s + 8.2366\alpha_s^2 + 73.638\alpha_s^3 + \dots \\ &= (4.63 + 0.99 + 0.31 + 0.11_{-0.11}^{+0.11}) \cdot 10^{-2} \\ &= (6.05_{-0.11}^{+0.11}) \cdot 10^{-2} \end{aligned} \quad (9)$$

In obiger Gleichung werden 5 masselose Quarks neben dem t -Quark angenommen und es wird ein $\alpha_s = 0.03475$ verwendet. Dies ergibt eine absolute Unsicherheit von $\Delta(m_t - \overline{m}_t) = \pm 180 \text{ MeV}/c^2$ und einen Massenunterschied von $m_t - \overline{m}_t \approx 10 \text{ GeV}/c^2$.

Die On-Shell Zerfallsbreite Γ_t wird mit einer Genauigkeit von ca. 1% vorhergesagt. Der dominante Zerfallskanal des t -Quarks ist $t \rightarrow bW$. Zur einfacheren Beschreibung dieser Zerfallsbreite wird zuerst die Breite nullter Ordnung Γ_0 definiert (dabei $M_W = m_b = 0$ und $|V_{tb}| = 1$):

$$\Gamma_0 = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} = 1.76 \text{ GeV}/c^2 \quad (10)$$

Berücksichtigt man $M_W \neq 0$, erhält man für die erste Ordnung Γ_{LO} [22]:

$$\begin{aligned} \Gamma_{LO}(t \rightarrow bW)/|V_{tb}|^2 &= \Gamma_0 \left(1 - 3\frac{M_W^4}{m_t^4} + 2\frac{M_W^6}{m_t^6} \right) \\ &= 0.885\Gamma_0 = 1.56 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned} \quad (11)$$

Weitere Korrekturen von Γ_0 sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

Faßt man nun alle Korrekturen zusammen, so erhält man für die Zerfallsbreite schließlich folgenden Wert:

$$\Gamma(t \rightarrow bW)/|V_{tb}|^2 \approx 0.807\Gamma_0 = 1.42 \text{ GeV}/c^2 \quad (12)$$

Die Zerfallszeit der t -Quarks ist klein im Vergleich zur Hadronisierung [27]. An die Stelle der Hadronspektroskopie tritt somit die direkte Untersuchung des schwachen Zerfalls der t -Quarks.

Art der Korrektur	$\delta\Gamma/\Gamma_0$
$M_W \neq 0$ aus Gl. (11)	-11.5%
α_s Korrektur $M_W = 0$	-9.5%
α_s Korrektur $M_W \neq 0$	+1.8%
α_s^2 Korrektur $M_W = 0$ [23, 24]	-2.0%
α_s^2 Korrektur $M_W \neq 0$ [24]	+0.1%
elektroschwache Korrekturen [25, 26]	+1.7%

Tabelle 1: Korrekturen der t -Quark Massenbreite Γ_0

3 LHC und seine Detektoren

3.1 Physikalische Aufgabenstellung des LHC

Eine zur Zeit wichtige physikalische Frage ist die nach dem Ursprung der spontanen Symmetriebrechung in der elektroschwachen Wechselwirkung des Standardmodells (SM). Damit eng verknüpft ist die Massengebung der Elementarteilchen. Das Standardmodell postuliert ein weiteres Austauschboson, das SM Higgs-Boson (H). Zieht man noch die minimale supersymmetrische Erweiterung des SM (MSSM) hinzu, werden mehrere Higgs-Bosonen ($H^\pm$, h , H und A) postuliert. Da diese Teilchen bei den LEP-Experimenten bisher nicht gefunden wurden, muß man von einer Masse $m_H > 115 \text{ GeV}/c^2$ des Higgs-Bosons ausgehen. Der Detektor muß somit sensitiv für folgende physikalische Zerfallskanäle des Higgs-Bosons sein [9]:

$H \rightarrow b\bar{b}$	bei $70 < m_H < 100 \text{ GeV}/c^2$
$H \rightarrow \gamma\gamma$	bei $90 < m_H < 150 \text{ GeV}/c^2$
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$	bei $130 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 2m_Z$
$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm, 2l^\pm 2\nu$	bei $m_H > 2m_Z$
$H \rightarrow WW, ZZ \rightarrow l^\pm \nu 2j, 2l^\pm 2j$	bei $m_H < 1 \text{ TeV}/c^2$

Tabelle 2: Zerfallskanäle des SM Higgs-Boson und der Massenbereich, die ein signifikantes Entdeckungspotential erwarten lassen

Hier bedeuten l Leptonen, ν Neutrinos, j Teilchenjets aus Hadronen, die bei der Hadronisierung der Quarks entstanden sind. Die entstehenden Photonen werden mit γ und die Bosonen mit W bzw. Z bezeichnet. m_Z bezeichnet die Masse des Z -Bosons. Die Signifikanz ist definiert als Verhältnis von Signal S zum Fehler des Signaluntergrunds $\sqrt{B}$. Zusätzlich muß ein geeigneter Detektor, wie ATLAS, Signaturen erkennen können, die im Rahmen der MSSM Higgs-Boson Suche vorausgesagt werden:

$A \rightarrow \tau^+ \tau^-$	$\rightarrow e\mu, \nu$
	$\rightarrow l^\pm, \text{Hadronen}, \nu$
$H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu$	aus $t\bar{t} \rightarrow H^\pm W^\mp b\bar{b}$
$H^\pm \rightarrow 2j$	durch $l^\pm$ Trigger für b -Jets

Tabelle 3: Erwartete Zerfallskanäle des MSSM Higgs-Bosons

In Abb. 2 ist das Entdeckungspotential (Signifikanz) des ATLAS-Detektors als Funktion der Masse des Higgs-Bosons für eine integrierte Luminosität von 100 fb^{-1} dargestellt.

In den ersten drei Jahren wird der LHC voraussichtlich bei einer Luminosität von $L = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (*low-L*) und anschließend bei $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (*high-L*) betrieben.

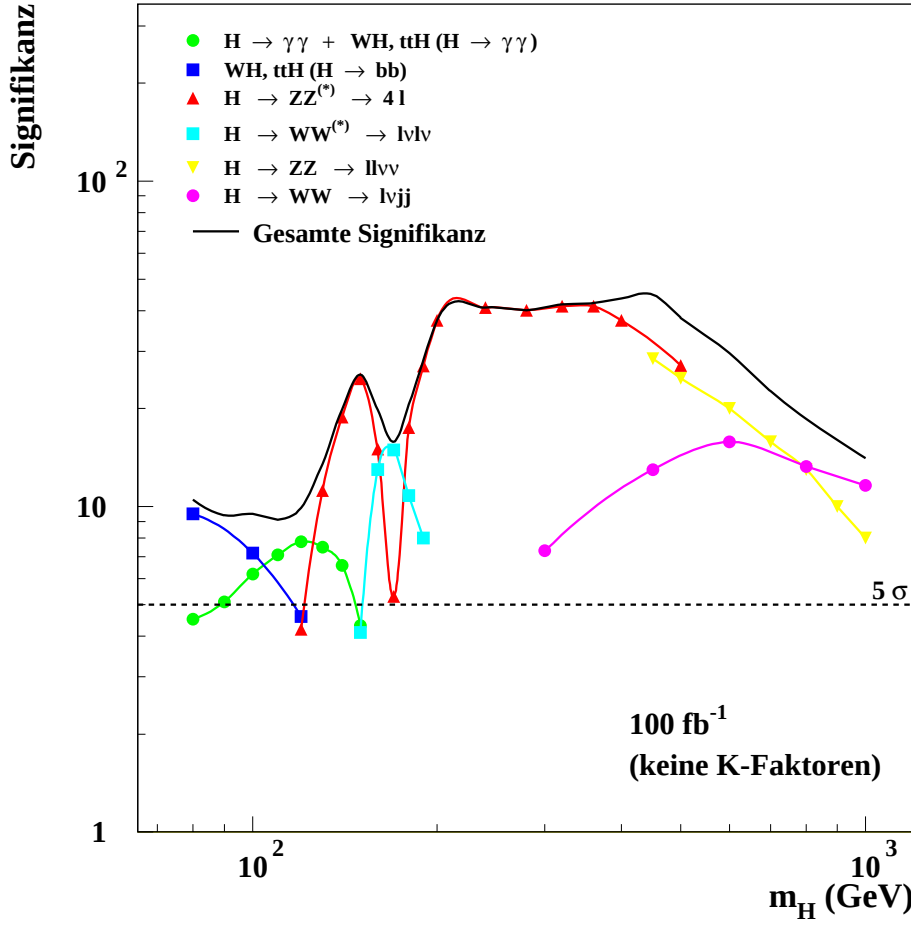


Abbildung 2: Signifikanz des Nachweises des Higgs-Bosons beim ATLAS-Detektor als Funktion der Masse des Higgs-Bosons bei einer integrierten Luminosität von 100 fb^{-1} [28]

Somit erhält man für die integrierte Luminosität folgende Werte:

$$\int L dt \approx 30 \text{ fb}^{-1} \quad \text{nach 3 Jahren } low-L \quad (13)$$

$$\int L dt \approx 100 \text{ fb}^{-1} \quad \text{nach 1 Jahr } high-L \quad (14)$$

Neben der Suche nach dem Higgs-Boson ist eine weitere Hauptaufgabe des LHC, besonders in der Anfangsphase, die genaue Analyse der Eigenschaften des t -Quarks. Eine möglichst genaue Kenntnis der Masse des t -Quarks ermöglicht zudem Rückschlüsse auf den möglichen Massenbereich des Higgs-Bosons. In der Anfangsphase wird der LHC mit niedriger Luminosität betrieben und fungiert somit als “ t -Quark-Fabrik”.

Beim LHC können t -Quarks in zwei verschiedenen Produktionsprozessen erzeugt werden: Der erste Kanal ist die Produktion eines einzelnen t -Quarks über die Boson-Gluon Fusion ($Wg \rightarrow t\bar{b}$). Der zweite und häufigste Kanal ist die top- (t) und antitop- ($\bar{t}$) Produktion aus der Gluon-Gluon (gg)-Fusion

und Quark–Antiquark ($q\bar{q}$)–Annihilation [29]. Am Anfang des LHC-Betriebes werden bis zu 60000 $t\bar{t}$ Ereignisse pro Tag erwartet [30].

In Abb. 3 ist die Abhängigkeit der Produktionswirkungsquerschnitte von der Schwerpunktsenergie für das b -Quark und das t -Quark, für die Bosonen (W, Z, H) und für die Jets aufgetragen. Die zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie am Tevatron bzw. am LHC ist ebenfalls eingetragen. Man kann erkennen, daß der Wirkungsquerschnitt für die t -Quark-Produktion beim LHC ungefähr zwei Größenordnungen größer ist, als beim Tevatron. Ähnlich sieht es auch bei der Produktion des Higgs-Bosons bei einer Masse von $M_H = 150$ GeV aus. Sollte die Masse des Higgs-Bosons bei $M_H = 500$ GeV liegen, liegt der Wirkungsquerschnitt sogar um vier Größenordnungen höher. Jedoch sind diese Wirkungsquerschnitte um bis zu neun Größenordnungen kleiner als der totale Wirkungsquerschnitt. An der rechten Ordinatenachse ist die zu erwartende Ereignisrate bei niedriger Luminosität aufgetragen. Der Unstetigkeit der Wirkungsquerschnitte bei etwa 4 TeV läßt sich auf unterschiedliche Modelle und Extrapolationen zurückführen.

Dieser Sachverhalt und die zu beobachtenden Teilchen und Zerfallskanäle bestimmen auch die Anforderungen an einen Detektor, wie z.B. ATLAS, die sich folgendermaßen zusammenfassen lassen (siehe auch Tab. 4):

- Es wird ein sehr gutes elektromagnetisches Kalorimeter verlangt, um Elektronen und Photonen zu identifizieren und deren Energie zu messen. Ergänzend benötigt man ein hadronisches Kalorimeter, das die Teilchenjetenergie gut messen kann, und den Nachweis von Neutrinos über die Messung von E_{mis}^T bzw. p_{mis}^T ermöglicht. E_{mis}^T bzw. p_{mis}^T bezeichnen die zum nominellen Wert fehlende Energie bzw. fehlenden Impuls der Reaktionsprodukte in transversaler Richtung. Die Genauigkeit, mit der man E_{mis}^T bestimmen will, definiert die geforderte Auflösung der Kalorimeter bei den verschiedenen Pseudorapiditäten η und die Homogenität über einen großen Akzeptanzbereich. Die Pseudorapidität η ist definiert durch:

$$\eta = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

Dabei ist θ der Winkel eines Teilchens relativ zur Strahlachse.

- Identifizierung der Myonen und eine sehr präzise Bestimmung der Myonimpulse.
- Es muß selbst bei hoher Luminosität eine Rekonstruktion der kinematischen Größen der Leptonen möglich sein.
- Große Akzeptanz des Detektors in Bezug auf die Pseudorapidität η . Die zu untersuchenden physikalischen Prozesse verlangen eine Abdeckung des η -Bereichs mit Kalorimetern bis hin zu Werten von $|\eta| = 5$. Im Bereich $1.5 < |\eta| < 3.2$ übernimmt das Hadronische Endkappen-Kalorimeter im ATLAS-Detektor diese Aufgabe.

Subdetektor	benötigte Energie– bzw. Impulsauflösung	η -Bereich	
		Messung	Trigger
elektromagn. Kalorimeter	$10\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 0.7\%$	$ \eta < 3$	$ \eta < 2.5$
hadronisches Kalorimeter	$50\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 3\%$	$ \eta < 3$	$ \eta < 3$
Vorwärts- kalorimeter	$100\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 10\%$	$3.2 < \eta < 5$	$3.2 < \eta < 5$
Innendetektor	30% bei $p_T = 500 \text{ GeV}/c$	± 2.5	—
Myon Detektor	10% bei $p_T = 1 \text{ TeV}/c$	± 3	± 2.2

Tabelle 4: Anforderungen der verschiedenen Subdetektoren an die Energie- und Impulsauflösung

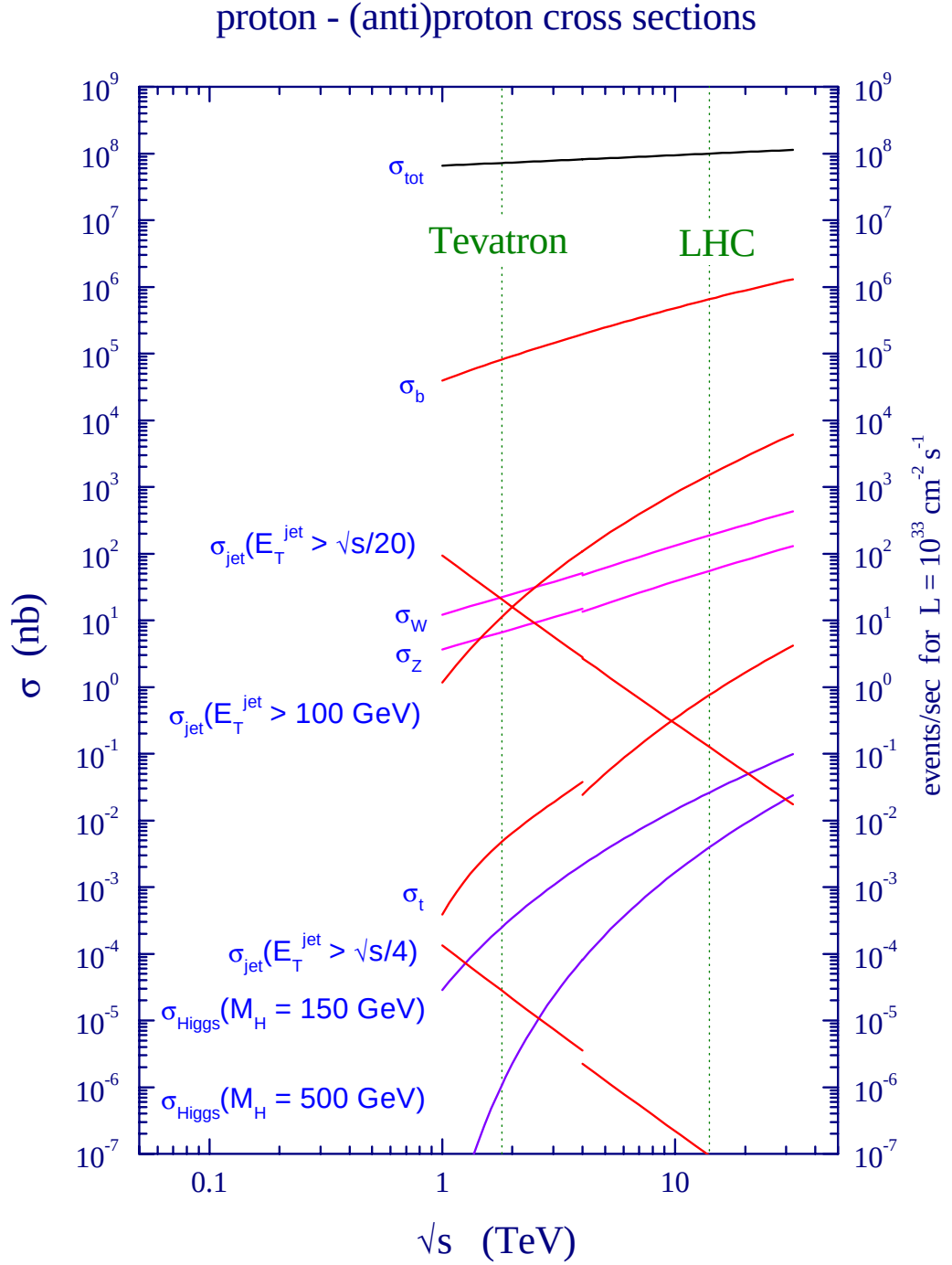


Abbildung 3: Wirkungsquerschnitte für die Produktion des b -Quarks und des t -Quarks, der Bosonen (W , Z , H) und der Jets in Abhängigkeit von der Schwerpunktenenergie im Vergleich zwischen Tevatron und LHC

3.2 Der Proton-Proton-Speicherring LHC

Um die Protonen auf ihre Endenergie von 7 TeV zu beschleunigen, müssen sie mehrere Vorbeschleunigerstufen durchlaufen. Die Vorbeschleunigerkette ist identisch mit der für den LEP. Die Kette besteht aus Linac, Booster, *PS* (**P**rotonen **S**ynchrotron) und schließlich *SPS* (**S**uper **P**rotonen **S**ynchrotron). Die Füllung des LHC geschieht dabei in mehreren Schritten:

Die Protonen (ionisiertes H_2 -Gas) werden im Linac beschleunigt und in den Booster eingeschossen. Dieser liefert dann die nötige Einschußenergie in das PS. Die im PS beschleunigten Protonen werden in das SPS weitergeleitet. Um das SPS vollständig aufzufüllen, sind drei aufeinanderfolgende Zyklen des PS notwendig. In 16.8 s beschleunigt das SPS die Teilchen auf eine Energie von 450 GeV. Diese Teilchen werden jeweils abwechselnd in einen der beiden LHC-Ringe eingeschossen. Im LHC laufen die Protonen in zwei separaten Ringen gegenläufig um. Der Vorgang muß für jeden LHC-Ring zwölf Mal wiederholt werden, um die LHC-Maschine zu füllen. Danach werden die Teilchenpakete im LHC in etwa 20 Minuten auf die nominelle Endenergie von 7 TeV beschleunigt. Die Strahlen im LHC-Speicherring werden eine Lebensdauer von etwa zehn Stunden besitzen. In Tabelle 5 sind die wichtigsten Eckdaten des LHC ([7, 8, 31]) zusammengefaßt.

	Protonen	Blei-Ionen	Einheiten
Schwerpunktenergie	14	1148	TeV
Luminosität	10^{34}	2×10^{27}	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Anzahl der Pakete/Strahl	2835	608	
Teilchenpaketabstand	7.5 / 25	37.4 / 124.8	m/ ns
Teilchen/Paket	10^{11}	9.4×10^7	
Strahllebensdauer	10.0	6.7	h
Gespeicherte Strahlenergie	334	4.8	MJ

Tabelle 5: Leistungsdaten des LHC

3.3 Die Detektoren des LHC

An vier Wechselwirkungspunkten kreuzen sich die Strahlen, wobei einzelne Protonen miteinander kollidieren. Dort stehen die Detektoren der verschiedenen Experimente: ATLAS, CMS, *LHC-b* und ALICE. Das *LHC-b* ist ein Spektrometer, das speziell für die B-Physik ausgelegt ist.

Mit dem ALICE-Detektor wird man ein weiteres Forschungsgebiet erschließen: die Schwerionenphysik. Vornehmlich sind Experimente mit Blei-Ionen vorgesehen.

Wie Abb. 4 zeigt, kann der LHC-Ring in acht Sektionen unterteilt werden. Im ersten Oktanten befindet sich der ATLAS-Detektor. Im Oktant 2 und 8 befinden sich der ALICE-Detektor bzw. das *LHC-b* Spektrometer und die

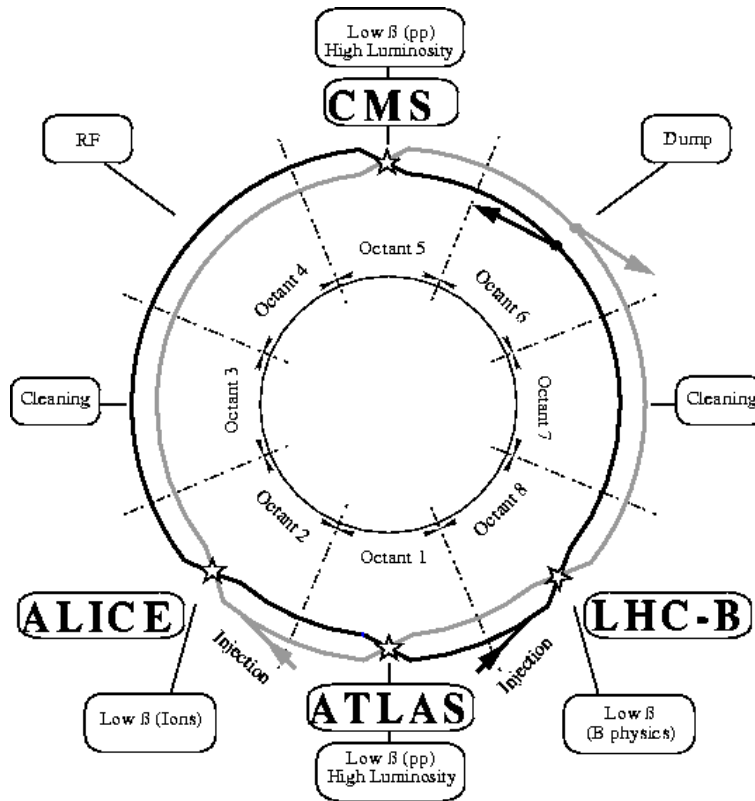


Abbildung 4: Aufbau des LHC [7]

beiden Protoninjektoren für die zwei LHC-Ringe. Gegenüber vom ATLAS-Detektor befindet sich im Oktanten 5 des LHC der CMS-Detektor.

3.4 Das ATLAS-Detektorkonzept

Das Konzept des ATLAS-Detektors folgt direkt aus dem physikalischen Programm des LHC [32]. Er ist ein um die Strahlachse rotationssymmetrischer Universaldetektor, der aus verschiedenen Teilsystemen modular aufgebaut ist. Abb. 5 zeigt einen schematischen Aufbau des Detektors, in dem die verschiedenen Subdetektorsysteme dargestellt sind.

Im Zentrum des Detektors befindet sich ein System aus hochauflösenden Halbleiterdetektoren, die zur Spurrekonstruktion geladener Teilchen und zum Auffinden der Kollisionspunkte dienen. Umgeben ist der innere Detektor von einem Solenoidmagneten, der ein axiales Magnetfeld von bis zu 2 T im Zentrum des Detektors generiert. Der Solenoidmagnet hat eine Gesamtdicke von 42 mm und besteht aus einer supraleitenden Niob-Titan Legierung.

Der Vertexdetektor und der Solenoidmagnet sind umschlossen vom elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter. Das elektromagnetische Kalorimeter identifiziert Elektronen und Photonen und mißt deren Energie und Flugrichtung. Schließlich werden im hadronischen Kalorimeter die aus den pp -

Reaktionen resultierenden Teilchenjets nachgewiesen und deren Energie und Richtung gemessen. Das hadronische Kalorimeter besteht aus dem TILE-Kalorimeter[33], das den Bereich $0 < |\eta| < 1.5$ überstreicht, und dem Hadronischen Endkappen-Kalorimeter (HEC), das den Bereich $1.5 < |\eta| < 3.2$ abdeckt. Daran schließt sich das FCAL-Kalorimeter an. Es deckt den η -Bereich von $3.2 < |\eta| < 5.0$ ab. In den sich nach außen anschließenden Myonkammern können Myonen identifiziert und deren Impulse rekonstruiert werden. Das Myon-Detektorsystem ist zu diesem Zweck eingebettet in einen Toroidmagneten, der im Bereich von $|\eta| < 3$ ein Toroidfeld von bis zu 4 T generiert. Zur Rekonstruktion der Gesamtenergie der Myonen muß auch der Energieverlust der Myonen im hadronischen Kalorimeter gemessen werden können. Damit ist eine Korrektur des im Myondetektor gemessenen Myonimpulses möglich. Dies ist auch eine der Aufgaben, die das HEC-Kalorimeter erfüllen muß. Die Zielsetzungen hinsichtlich der Energie- bzw. Impulsauflösung sind in Tabelle 4 zusammengefaßt. Durch die genaue Spurrekonstruktion der entstehenden Teilchen kann man bestimmte Ereignisse und damit auch bestimmte physikalische Prozesse aus den Daten extrahieren.

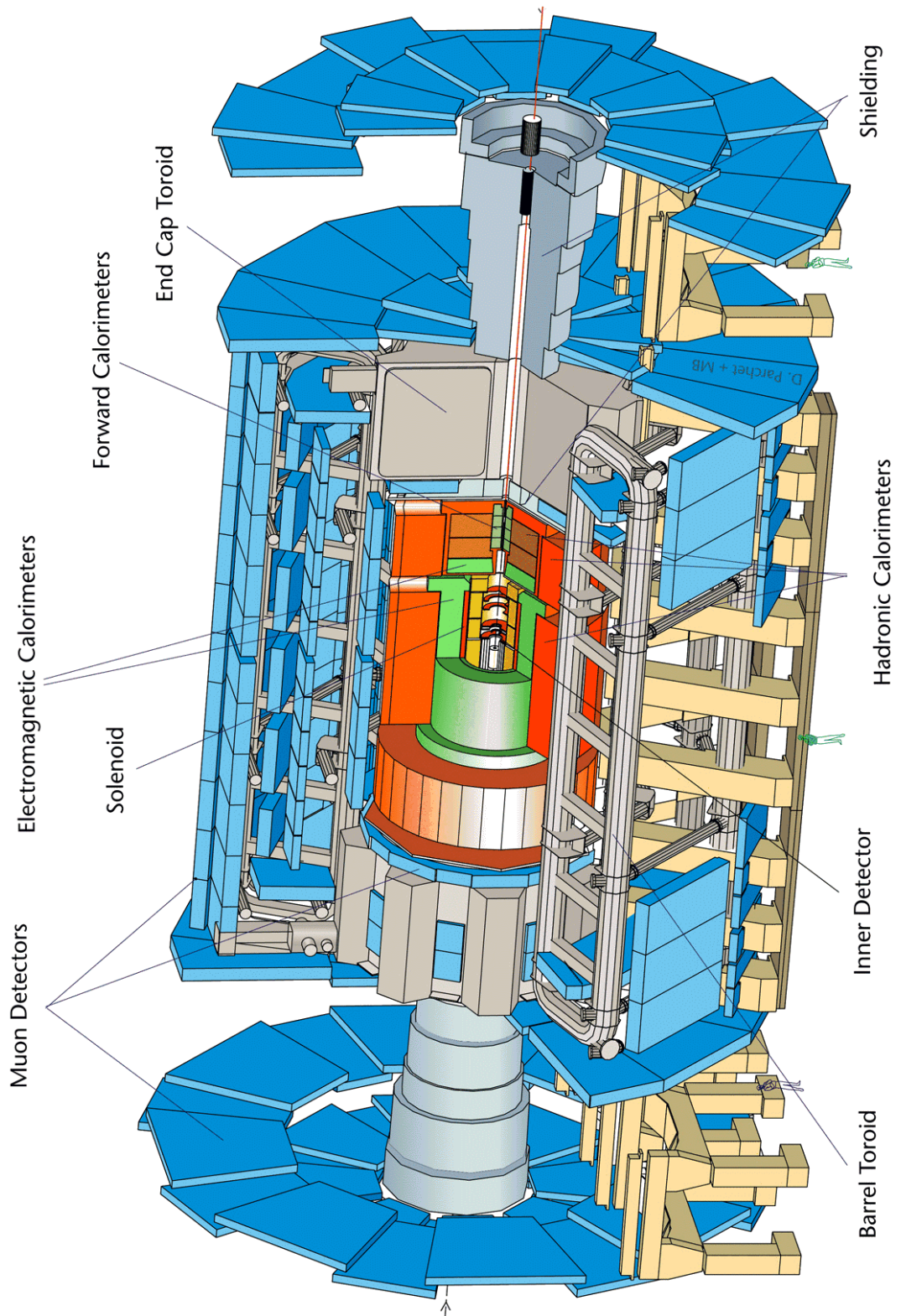


Abbildung 5: Aufbau des ATLAS-Detektors

3.5 Das ATLAS-Kalorimeterkonzept

Der ATLAS-Detektor besitzt mehrere Kalorimeter. In Abb. 6 ist eine Detailansicht der Kalorimeter des ATLAS-Detektors dargestellt.

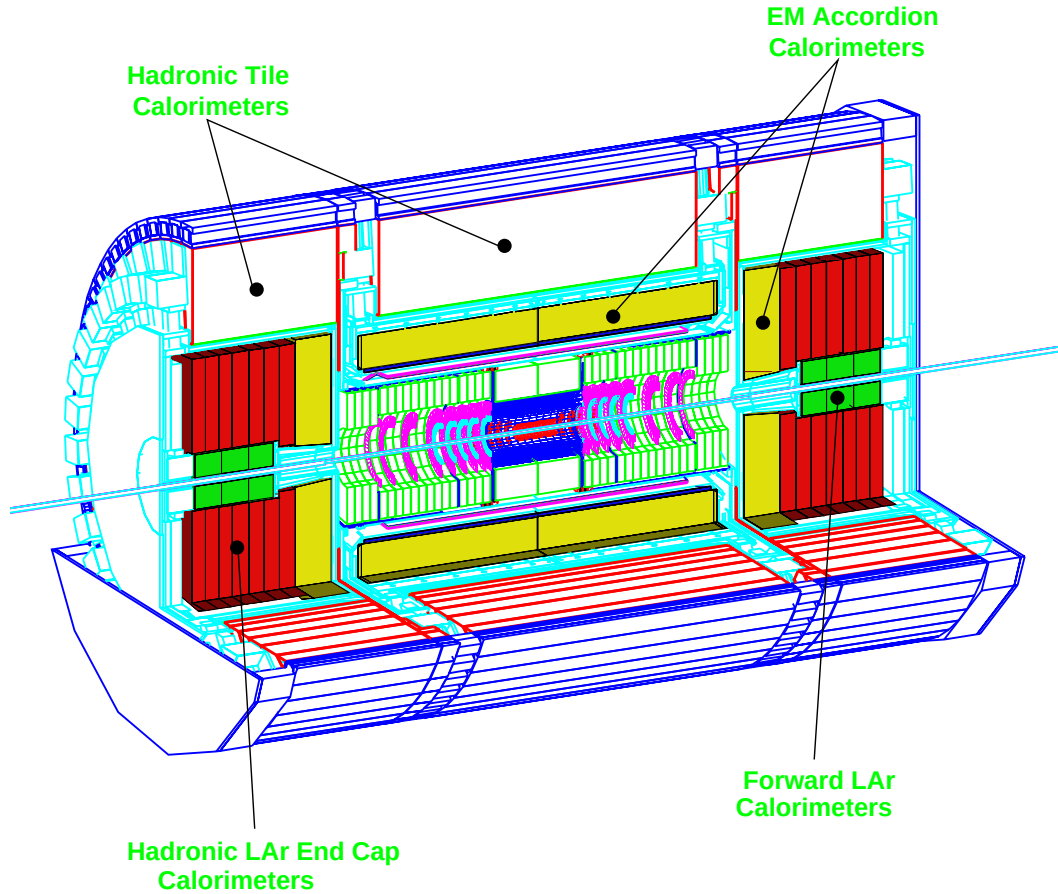


Abbildung 6: Aufbau der ATLAS-Kalorimeter

Aufgrund der physikalischen Anforderungen an den Detektor erstreckt sich die Akzeptanz der Kalorimeter bis zu einer Pseudorapidität von $|\eta| = 5$. Die Abb. 7 zeigt die Materialverteilung der einzelnen Kalorimeter in Einheiten der Absorptionslänge als Funktion von η . Die ATLAS-Kalorimeter haben im gesamten η -Bereich eine Tiefe von mehr als 10 Absorptionslängen. Von $|\eta| = 1.5$ bis $|\eta| = 3.2$ sind die Werte für das hadronische Endkappen-Kalorimeter eingezeichnet.

Das TILE-Kalorimeter [34] ist ein Sampling-Kalorimeter mit Szintillator als aktivem Medium und Eisen als Absorber. Eine Beschreibung der prinzipiellen Funktionsweise dieses Kalorimetertyps folgt in Abschnitt 3.6. Bei der relativ niedrigen Strahlenbelastung im Bereich des TILE-Kalorimeters kann Szintillatormaterial eingesetzt werden. Die restlichen Kalorimeter, die ebenfalls in Sampling-Bauweise konstruiert sind, werden jedoch einer erheblich höheren Strahlenbelastung ausgesetzt. Die Wahl des aktiven Mediums fiel bei diesen

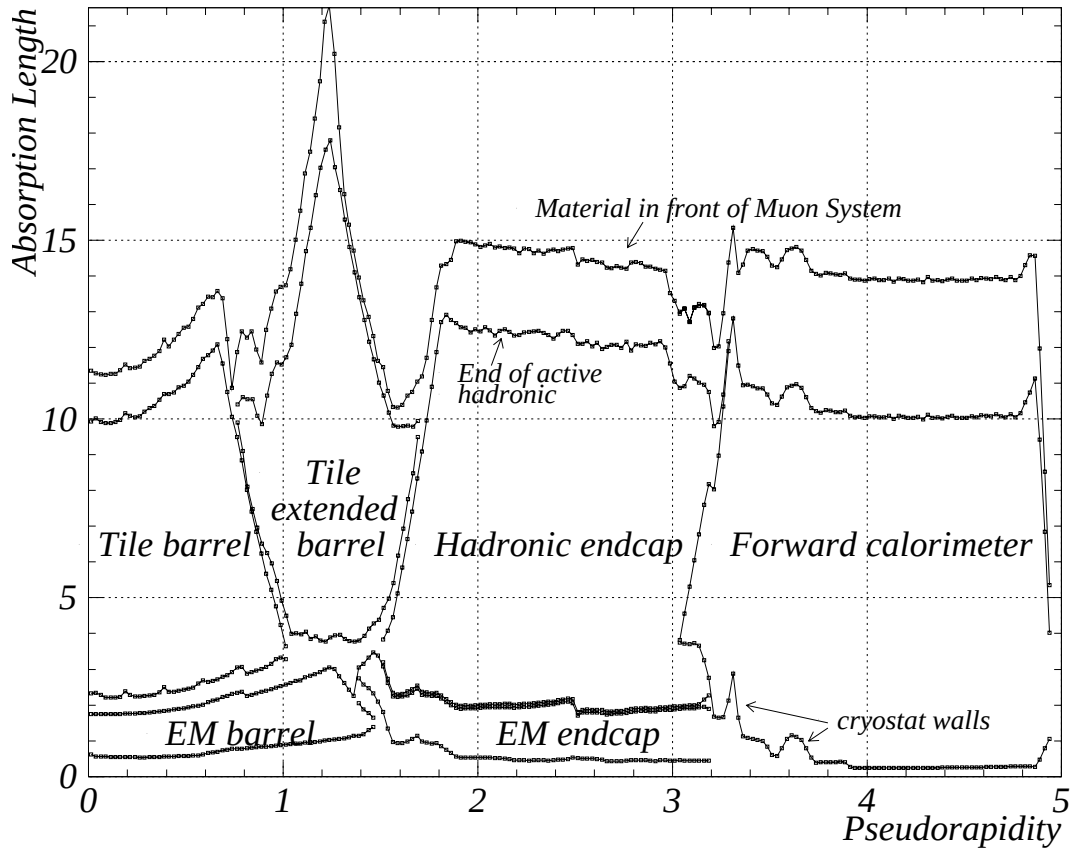


Abbildung 7: Materialverteilung der ATLAS-Kalorimeter in Einheiten der Absorptionslänge als Funktion der Pseudorapidität η

Kalorimetern auf flüssiges Argon. Es besitzt einige Vorzüge, die es zu einem geeigneten Medium machen:

- Das Kalorimetersignal bleibt nach der Kalibration über einen langen Zeitraum stabil.
- Argon ist resistent gegenüber der auftretenden Strahlung.
- Es zeigt eine gute Linearität der gemessenen Signale in Abhängigkeit von der Energie.
- Bei der technischen Konstruktion in Bezug auf die Granularität der Auslesekanäle ergibt sich eine große Flexibilität.

Die physikalischen Grundlagen der Kalorimeterphysik werden anschließend im Kapitel 4 diskutiert.

Durch die hohe Luminosität des LHC mußte ebenfalls ein besonderes Augenmerk auf die Entwicklung und Platzierung der Ausleseelektronik der einzelnen Detektor-Module gelegt werden. Es muß garantiert sein, daß die Elektronik während der gesamten Zeitdauer des ATLAS-Experiments - also etwa zehn bis

fünfzehn Jahre - der Strahlenbelastung ohne signifikante Leistungseinbußen widersteht.

Neben der Strahlenbelastung hat die hohe Luminosität noch einen weiteren Einfluß auf die Elektronik. Durch die hohen Teilchenraten können Signalüberlagerungen, sogenannter Pile-up, entstehen. Pro Aufeinandertreffen von zwei Teilchenpaketen treten im LHC bei der höchsten Luminosität etwa 25 Ereignisse (minimum bias events) auf [35], die die physikalisch interessanten Ereignisse überlagern. Das Auftreten der Untergrundereignisse unterliegt statistischen Fluktuationen. Sie erzeugen ein Untergrundrauschen bei den zu messenden Signalen. Aus diesem Grund werden Signalformer (Shaper) mit sehr kurzen Zeitkonstanten $t_p(\delta)$ nach der Vorverstärkerstufe eingesetzt, die das Pile-up-Rauschen minimieren. Die Abb. 8 zeigt einen Signalverlauf, der durch einen typischen Signalformer mit $t_p(\delta) = 20$ ns erzeugt wurde.

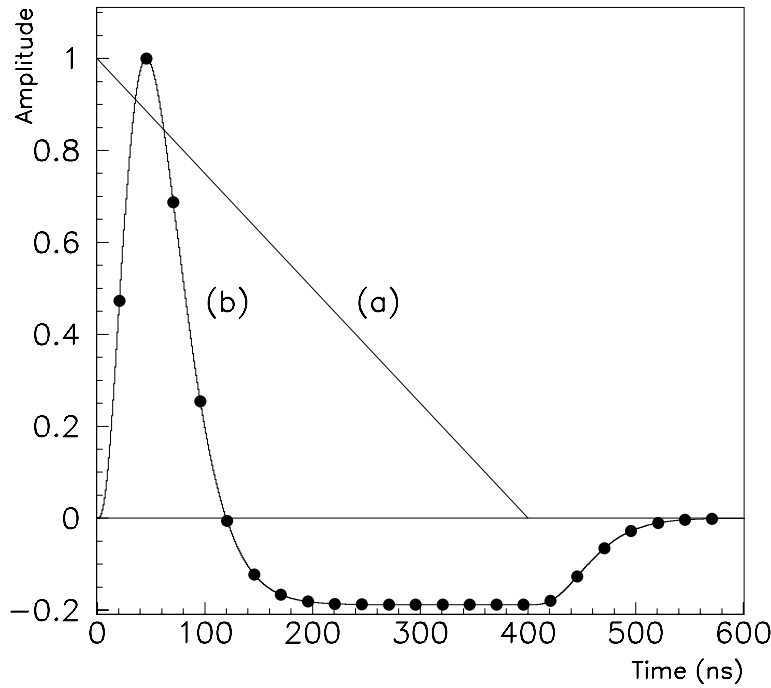


Abbildung 8: Driftstrom eines Ionisationskalorimeters (a) und das daraus resultierende Signal eines bipolaren Signalformers mit $t_p(\delta) = 20$ ns (b). Die Punkte markieren die Digitalisierungspunkte der Signalkurve

Die in Abb. 8 eingeführte Zeitkonstante $t_p(\delta)$ (Peakingtime) bezeichnet dabei die Zeit, die der Signalformer benötigt, um auf 95% des Maximalsignals zu gelangen, wenn an seinem Eingang ein Deltaspannungspuls anliegt. Eine Zeitkonstante von $t_p(\delta) = 20$ ns ist vergleichbar mit $t_p(\Delta) = 40$ ns. Dabei bedeutet $t_p(\Delta)$, daß am Eingang des Signalformers ein Dreieckspannungspuls anliegt. Ein Dreieckspannungspuls wird durch den Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch den aktiven Zwischenraum des Kalorimeters (Gap) erzeugt. Die Abb. 9 zeigt die Abhängigkeit des Gesamtrauschens von der ge-

wählten Anstiegszeit des Signalformers. Das Pile-up-Rauschen ist dabei für zwei Luminositäten des LHC eingezeichnet.

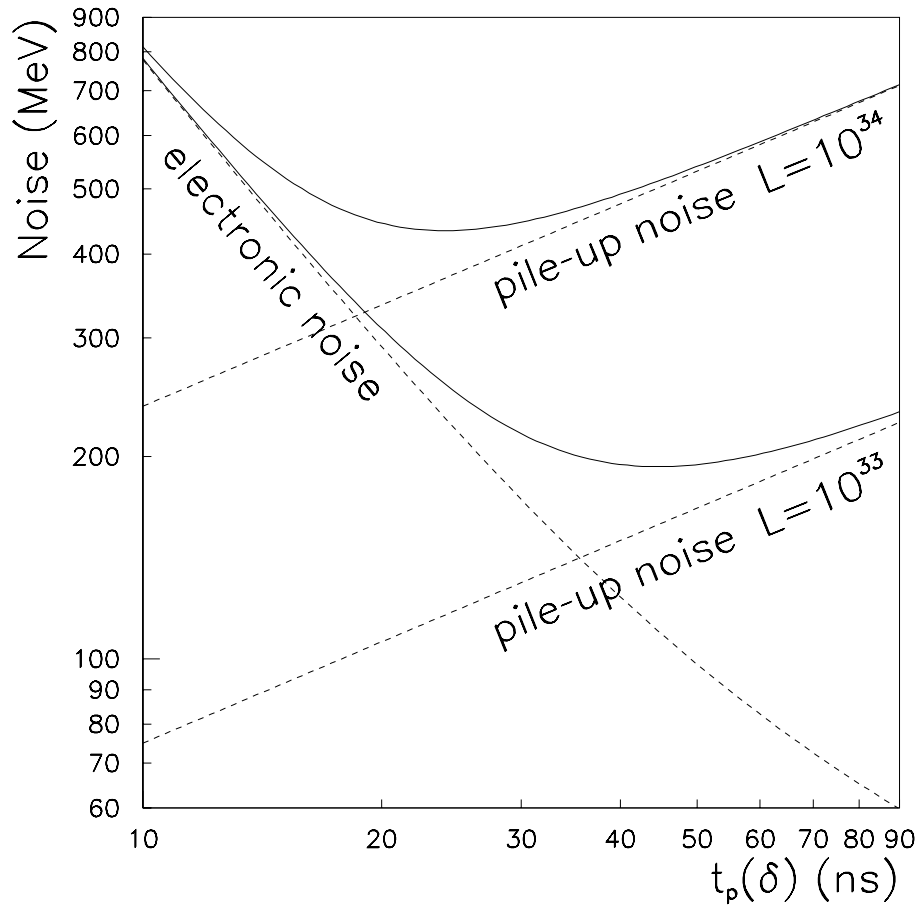


Abbildung 9: Prinzipielle Abhängigkeit des Gesamtrauschens von der im Signalformer gewählten Anstiegszeit

Bei der Behandlung der Kalorimetersignale wird nun folgender Weg beschritten: Nicht das komplette Signal nach dem Signalformer ausgewertet, sondern der Ausgangsspannungsverlauf des Signalformers wird mit einer Frequenz von 40 MHz, also alle 25 ns digitalisiert (Abb. 8). Aus der digitalisierten Signalkurve wählt man fünf Punkte aus, von denen einer im günstigsten Fall auf dem Signalmaximum liegt. Aus den fünf Stützstellen wird anschließend, unter Verwendung einer bekannten Transformationsfunktion, die Amplitude und der zeitliche Beginn des Signals rekonstruiert.

Um das Untergrundrauschen im HEC möglichst klein zu halten, wurde eine Anstiegszeit $t_p(\Delta)$ des Signalformers von $t_p(\Delta) = 43$ ns gewählt. Konsequenzen, die sich daraus für die Konzeption des HEC ergeben, werden im folgenden Kapitel beschrieben.

3.6 Das HEC–Kalorimeter

Das HEC–Kalorimeter überdeckt den Bereich von $1.5 < |\eta| < 3.2$ (Abb. 6) und gehört zur Gruppe der Sampling–Kalorimeter (siehe Kap. 4). Die Anforderung, einen hadronischen Schauer möglichst vollständig zu absorbieren und die hohe Teilchenrate in diesem η –Bereich, bestimmt die Wahl des Absorbers bzw. des aktiven Mediums.

Für die Absorption eines hadronischen Schauers sind etwa zehn nukleare Wechselwirkungslängen λ_I hinreichend. Man hat eine longitudinale Tiefe von 1.9 m im Endkappen–Kryostaten aus technischen Gründen zur Verfügung. Es wurden Kupfer als Absorber ($\lambda_I(Cu) = 15.1$ cm) und flüssiges Argon als aktives Medium gewählt. Dies entspricht etwa 12 nuklearen Wechselwirkungslängen. Ein Hadronisches Endkappen–Kalorimeter (longitudinal unterteilt in HEC-1 bzw. HEC-2) weist eine Radstruktur auf, die einen ähnlichen Aufbau, jedoch unterschiedliche Absorberdicken besitzen. Abb. 10 zeigt eine schematische, dreidimensionale Projektion.

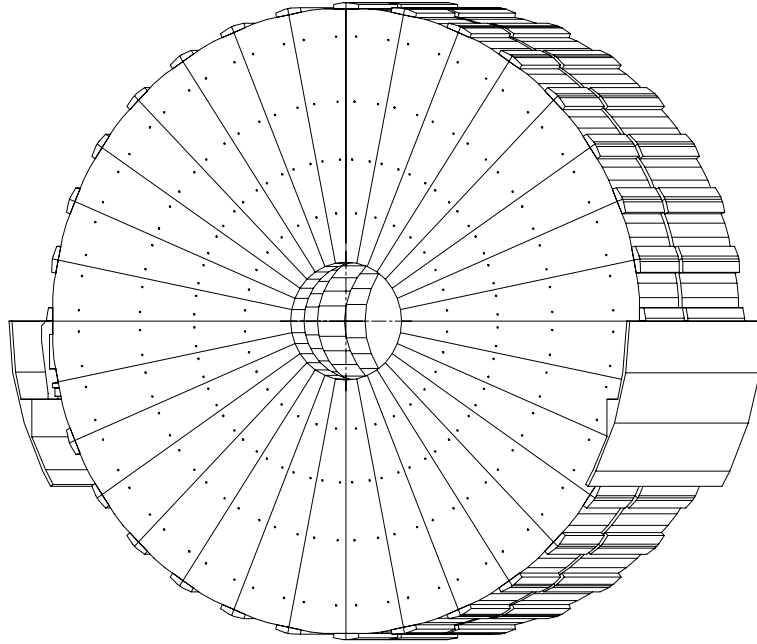


Abbildung 10: Schematische dreidimensionale Projektion eines HEC–Rades

Es ist neben der Segmentierung in azimuthaler (ϕ) Richtung ebenfalls der Freiraum für das Strahlrohr bzw. das Flüssig–Argon–Kalorimeter in Vorwärtsrichtung zu erkennen. Dieses Kalorimeter ist im gleichen Kryostaten untergebracht. Jedes Hadronische Endkappen–Kalorimeterrad ist unterteilt in 32 Teilsegmente. Die endgültige laterale Segmentierung der Auslesekanäle in R und ϕ geschieht durch die Ausleseelektroden selbst. Die R –Richtung ist senkrecht zur Strahlrichtung z des LHC, die als longitudinale Richtung bezeichnet wird. Die technische Realisierung dieser Segmentierung ist weiter unten im Text beschrieben. Jedes Teilsegment ist durch die Ausleseelektrode in azimuthaler (ϕ) Rich-

tung im Außenbereich von $1.5 < |\eta| < 2.5$ nochmals zweigeteilt. Man erhält eine Unterteilung in ϕ -Richtung von $\frac{2\pi}{64} \approx 0.1$. Im Innenbereich, bei Werten von $|\eta| > 2.5$, wird diese Feinunterteilung in ϕ aus technischen Gründen wieder aufgehoben. Die Segmentierung in η -Richtung ist $\Delta\eta = 0.1$. Es resultiert also eine Gesamtgranularität von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$.

In Abb. 11 ist die $R\phi$ - bzw. Rz - Segmentierung des Hadronischen Endkappen-Kalorimeters zusammen mit den relevanten η -Bereichen dargestellt.

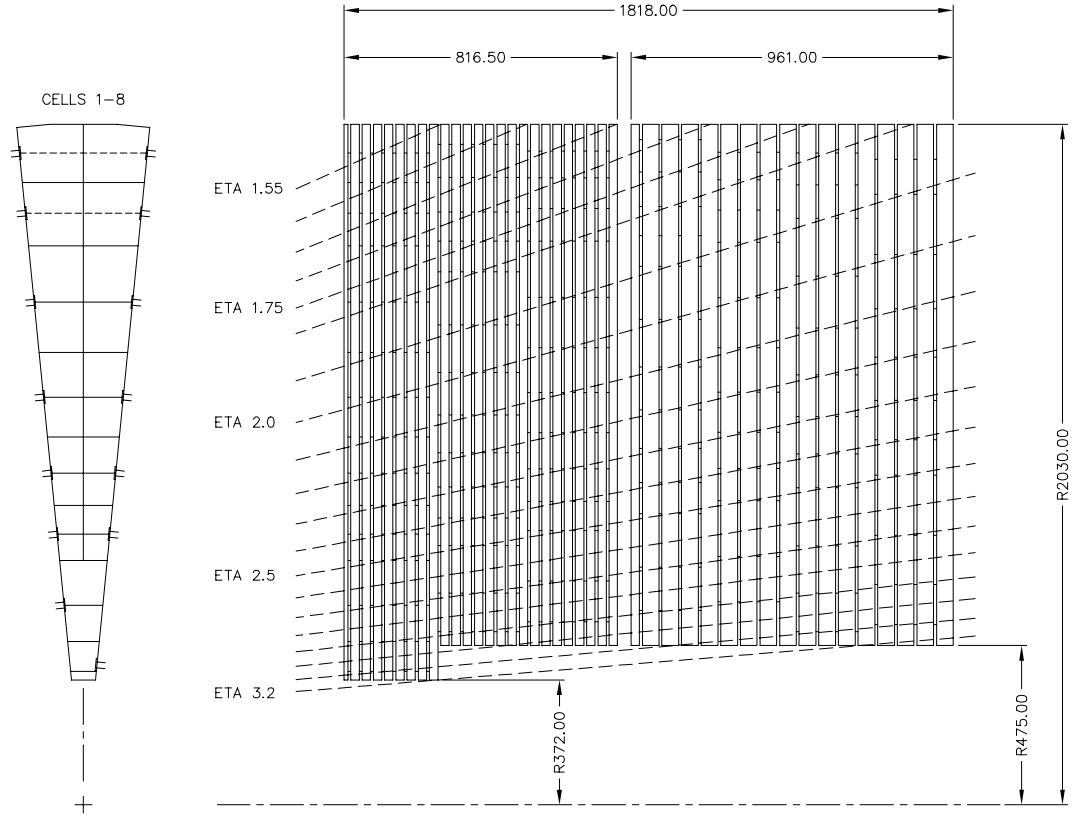


Abbildung 11: $R\phi$ - bzw. Rz - Segmentierung eines HEC-Rades

Die Granularität in η entspricht einer Pseudo- η -Segmentierung: Um die Zahl der Familien von Ausleseelektroden klein zu halten, erfolgt die Anpassung an die η -Begrenzung nur alle 4 bzw. 8 Ausleseelektroden. Diese Konfiguration limitiert die Kosten und den Aufwand bei der Herstellung (siehe Abb. 11).

Die Kupferplatten haben in den zwei Teilrädern HEC-1 und HEC-2 unterschiedliche Dicken: im vorderen Teilrad (HEC-1) wird eine Absorberstärke von 25 mm und in dem hinteren Teilrad (HEC-2) eine Stärke von 50 mm verwendet. Die gröbere Segmentierung in longitudinaler Richtung des zweiten Teilrads führt zu keiner wesentlichen Verschlechterung der Energieauflösung, wie durch MC-Simulationen gezeigt wurde.

Bei dem Aufbau des aktiven Zwischenraumes (Gap) zwischen den einzelnen Absorberplatten wird eine besondere Technik angewendet: Der in Abb. 12

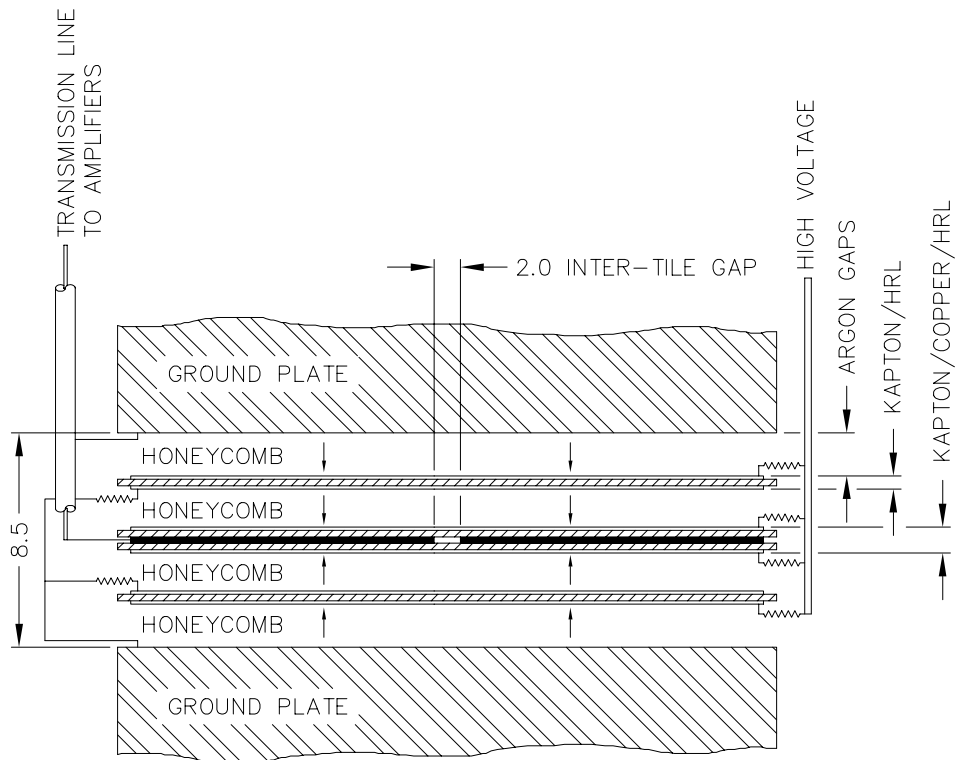


Abbildung 12: Auslesezone des HEC. In der Abb. ist vertikal die z -Richtung und horizontal die R -Richtung gezeigt.

dargestellte 8.5 mm breite Zwischenraum ist mit flüssigem Argon gefüllt und durch drei Elektroden in vier Teilbereiche unterteilt. Die zentrale Elektrode ist die Ausleseelektrode (*PAD-Elektrode*), welche die oben erwähnte Segmentierung trägt. Die sich an beiden Seiten anschließenden Elektroden sind die *EST* (**E**lectro **S**tatic **T**ransformer) – Elektroden. Mit Hilfe der *EST*-Elektroden erreicht man einen statischen Transformationsfaktor der Hochspannung von 2. Die Verwendung der *EST*-Elektroden hat zwei Vorteile: Die Hochspannung wird reduziert und durch die kleinere Flüssig-Argon-Spaltgröße zwischen den Elektroden wird die Driftzeit begrenzt.

Ein Querschnitt durch die Ausleseelektrode und die *EST*-Elektrode ist in Abb. 13 bzw. Abb. 14 dargestellt. Bei dem mehrschichtigen Aufbau der Ausleseelektrode befinden sich in der zentralen Schicht die Kupfersegmente, die zum Auslesen des Signals dienen. Diese Kupfersegmente definieren die Struktur in η - und ϕ -Richtung. Weiter radial nach außen hin befindet sich neben der Klebeschicht eine Schicht aus Kapton, die die Isolation gegenüber der sich anschließenden Hochspannung führenden *HRC* (**H**igh **R**esistive **C**oating) – Schicht gewährleistet. Die *HRC*-Schicht besteht aus Kapton, das mit Kohlenstoff versetzt wurde und einen hohen elektrischen Widerstand besitzt. Es weist keine Segmentierung in η oder ϕ auf. Der Aufbau der *EST*-Elektrode unterscheidet sich von der *PAD*-Elektrode nur im Fehlen der Kupferflächen. Die Dimen-

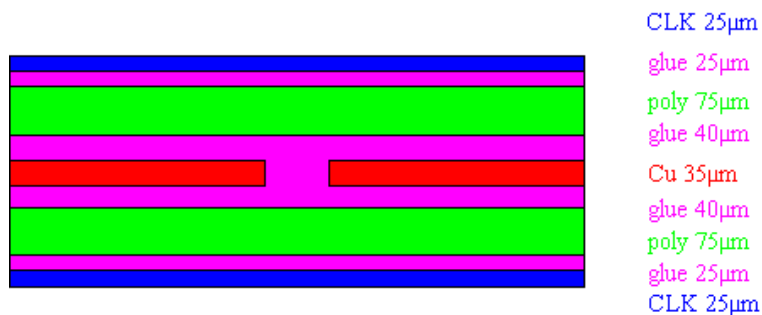


Abbildung 13: Querschnitt einer Ausleseelektrode. In der Abb. ist vertikal die z -Richtung und horizontal die R -Richtung gezeigt.

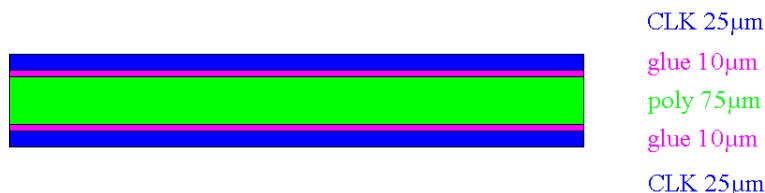


Abbildung 14: Querschnitt einer EST-Elektrode

sionen der einzelnen Teilschichten sind aus den Abbildungen 13 und 14 zu entnehmen.

Die drei Elektroden werden voneinander und von den Kupferabsorberplatten durch Abstandshalter (Spacer) getrennt. In jedem der vier Teilbereiche befindet sich je eine wabenförmige Matte (HEXCEL Material). Ihre Aufgabe ist es, den Abstand der Elektroden über die ganze Fläche zu garantieren. Sie erleichtert zusätzlich den Umgang mit dem Kalorimetermodul erheblich, da in die aktiven Zwischenräume nach der Fertigstellung des Moduls im Reinraum keine Verunreinigungen mehr eindringen können. Diese Verunreinigungen führen – soweit sie elektrisch leitend sind – zum Auftreten von Spannungsüberschlägen.

Die Hochspannungsverteilung im Zwischenraum ist derart, daß auf beiden Außenseiten der Ausleseelektrode Hochspannung anliegt. Die dazu benachbarte Seite der EST-Elektrode liegt auf Masse. Die andere Seite der EST-Elektrode liegt wiederum auf Hochspannung, während sich die Kupferabsorberplatten auf Masse befinden.

Das Hadronische Endkappen-Kalorimeter hat in longitudinaler Richtung vier Auslesesegmente (siehe Abb. 11). Das erste Auslesesegment bilden dabei 8 Kupferplatten mit den dazugehörigen acht aktiven Zwischenräumen. Das zweite Auslesesegment besteht aus 16 und das dritte bzw. vierte jeweils wieder aus 8 Kupferplatten und Zwischenräumen. Die Segmentierung wird durch die Summierung der Kalorimetersignale entsprechender Ausleseelektroden in der Ausleseelektronik erreicht.

Die Ausleseleitungen jeweils zweier Ausleseelektroden sind elektrisch miteinander verbunden und werden über 50 Ω -Leitungen zu den Vorverstärkern geführt. Es werden also jeweils die Signale zweier Flüssig-Argon-Spalten addiert. Die Summierverstärker (siehe Kapitel 3.7) addieren die Signale, die zu einem $\eta - \phi$ Auslesekanal gehören. Über 50 Ω -Leitungen werden die summierten und bereits verstärkten Signale dann zu den Signalformern (Shaper) geführt, die sich außerhalb des Kryostaten befinden.

Beim HEC sind Teile der Elektronik, nämlich der Vorverstärker und der Summierverstärker, direkt am Kalorimeter in flüssigem Argon. Dies hat zur Folge, daß man nach dem Einbau des Kalorimeters keinen Zugang zu diesem Teil der Elektronik hat. Andererseits bietet dieses Konzept hinsichtlich der Unterdrückung des Rauschens große Vorteile.

Wie bereits oben genannt, wird das geformte Signal mit 40 MHz digitalisiert. Die Digitalisierung der Ausgangssignale erfolgt ohne vorausgegangenen Trigger kontinuierlich. Die digitalisierte Information wird laufend in einem Ringpuffer zwischengespeichert. Durch das Triggersignal wird die Zwischenspeicherung im Puffer angehalten. Es dient als Stoppsignal für die Zwischenspeicherung. Nun liest man diesen Puffer, vom Stoppsignal beginnend, rückwärts aus und erhält daraus die Signalkurve. Aus technischen Gründen werden zentral um das Maximum der Signalkurve herum fünf Werte ausgewählt (siehe Abb. 8). Diese stehen anschließend für die Rekonstruktion der Amplitude zur Verfügung.

3.7 Die HEC-Elektronik

Ein Teil der Elektronik des Endkappen-Kalorimeters befindet sich zusammen mit dem Kalorimeter in flüssigem Argon. Acht Vorverstärker und zwei Summierverstärker sind in einem Chip zusammengefaßt, d.h. in der Regel umfaßt ein Chip zwei Auslesekanäle. Diese Lösung garantiert, daß die Eingangskapazitäten klein gehalten werden. Dieses Kriterium bewirkt eine schnelle Anstiegszeit des Vorverstärkers. Die geringe Eingangskapazität und die tiefe Temperatur bewirken ein geringes Rauschniveau des Vorverstärkers. Dies ermöglicht wiederum die Messung kleiner Signale, wie sie von Myonen im Kalorimeter erzeugt werden.

Auf einer Vorverstärkerplatine befinden sich bis zu sechzehn Chips. Da die Vorverstärker in flüssigem Argon plziert werden, sind sie nach dem Einbau in den Kryostaten für die gesamte Lebensdauer des Experimentes nicht mehr zugänglich. Basierend auf den Erfahrungen mit dem *TGT* (Thin Gap Turbine) [34], wurde eine Ausleseelektronik auf GaAs-Basis entwickelt. Um das Verhalten der Vorverstärkerchips in Bezug auf die Strahlungshärte zu erforschen, wurden die Chips am Dubna-Forschungsreaktor einer Neutronen- und Gamma-Strahlung ausgesetzt. Dadurch zeigte sich, daß die Vorverstärker (mit einem Sicherheitsfaktor von 10) strahlungshart sind und den LHC Anforderungen entsprechen [36, 37].

4 Kalorimeterphysik

4.1 Eigenschaften von Kalorimetern

Die wichtigste Eigenschaft von Kalorimetern im Vergleich mit anderen Detektortypen ist, daß ihre relative Energieauflösung mit wachsender Energie besser wird. Da die Schwerpunktsenergien in den Experimenten immer mehr anwachsen, steigt auch die Energie der nachzuweisenden Reaktionsteilchen an.

Kalorimeter kann man grob in zwei verschiedene Klassen unterteilen: homogene und Sampling-Kalorimeter. Bei homogenen Kalorimetern besteht das gesamte Kalorimeter aus dem aktiven Medium, das zugleich auch Absorber ist. Da der Schauer in einem möglichst kleinen Volumen abgestoppt werden soll, muß man dabei ein dichtes Medium verwenden. Andererseits muß auch ein genügend großes Nachweissignal erzeugt werden. Diese Randbedingungen schränken die Auswahl geeigneter Materialien stark ein.

Bei Sampling-Kalorimetern liegt der Sachverhalt anders. Bei diesem Kalorimetertyp sind Absorbermaterial und Nachweismedium getrennt. Es ist aus einer wechselnden Folge von Absorber- und Nachweisschichten aufgebaut. Der Vorteil gegenüber homogenen Kalorimetern besteht darin, daß man Absorber und aktives Medium auf die jeweiligen gestellten Anforderungen anpassen kann. Die Absorberplatten dienen dabei zur Absorption des Schauers. Durch Verwendung von Hoch-Z Materialien kann das Kalorimeter sehr kompakt aufgebaut werden. Man kann durch räumliche Trennung der Auslesezellen die Granularität in lateraler Richtung frei wählen. Die natürliche, longitudinale Trennung der einzelnen Ausleeschichten erlaubt außerdem eine schnelle räumliche Rekonstruktion eines Teilchenschauers. Da die Schauer verschiedener Teilchen unterschiedliche Ausdehnungen besitzen, kann dadurch eine schnelle Teilchenklassifizierung vorgenommen werden. Diese Information kann danach als Trigger für andere Auslesesysteme verwendet werden.

Durch die Wahl des Nachweismediums hat man die Freiheit, in welcher Form das auszulesende Signal vorliegen soll. Zum Beispiel kann man einen Szintillator als Medium benutzen und das entstehende Szintillationslicht als Signal verwenden (z.B. TILE-Kalorimeter). Im Fall des Hadronischen Endkappen-Kalorimeters besteht das Signal aus der durch den Schauer erzeugten Ladung im flüssigen Argon. Durch die Form der Auslese wird in diesem Fall der anfängliche Strom in der Auslesezelle als Signal verwendet.

Der Nachteil der Trennung der beiden Medien ist jedoch, daß das nachzuweisende Signal kleiner wird. Dieser Umstand muß beim Konzipieren der Ausleseelektronik berücksichtigt werden.

Weitere Vorteile der Kalorimeter liegen im Nachweis sowohl geladener als auch neutraler Teilchen. Für die Messung der Teilchenenergie ist kein Magnetfeld nötig. Durch Wahl geeigneter Absorbermaterialien können Kalorimeter sehr kompakt und kostengünstig gebaut werden.

4.2 Energiemessung mit Kalorimetern

Die Energiemessung eines Teilchens in einem Kalorimeter ist ein indirekter Prozeß. Es werden die Auswirkungen des Schauers gemessen, der durch das primäre Teilchen erzeugt wird. Da die Schauerentwicklung auf statistischen Prozessen basiert, ist die Energiemessung ebenfalls durch statistische Schwankungen limitiert. Wie im obigen Abschnitt erwähnt, kommt bei Sampling-Kalorimetern noch die Tatsache hinzu, daß nur die im aktiven Medium deponierte Energie zum meßbaren Signal beiträgt. Treten Fluktuationen in diesem Bereich auf, verschlechtert sich die Auflösung zusätzlich. Diese Beiträge sind, wie in [38] dargelegt, proportional zu $1/\sqrt{E}$.

Durch das Verhalten der Ausleseelektronik und durch unvollständig absorbierte Schauer kommt es zu Abweichungen von dem $1/\sqrt{E}$ -Verhalten. Die Energieauflösung läßt sich wie folgt parametrisieren [39]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{A}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus B \oplus \frac{C}{E} \quad (15)$$

Der Parameter A wird als Sampling-Term bezeichnet. Er enthält die Beiträge aus intrinsischen und Sampling-Fluktuationen. Das elektronische Rauschen wird durch den Term C beschrieben. Da das Rauschen für alle Energien gleich groß ist, trägt das Rauschen mit $\frac{C}{E}$ zur relativen Energieauflösung bei. Falls die Größe des Rauschens bekannt ist, kann es aus den Daten eliminiert werden und die Formel der Energieauflösung kann wie folgt vereinfacht werden:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{A}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus B \quad (16)$$

Zum konstanten Term B können mehrere Faktoren beitragen:

- Der Schauer wird im Kalorimeter nicht vollständig absorbiert. Teile der Schauerenergie gehen verloren und tragen deshalb nicht zum Kalorimetersignal bei.
- Inhomogenitäten im Kalorimeter und die dadurch verursachte inhomogene Absorption des Teilchenschauers.
- Eine mangelhafte Interkalibration zwischen den einzelnen Auslesekanälen kann ebenfalls Beiträge zum konstanten Term B liefern.
- Ein e/h (Miss-)Verhältnis bei hadronischen Kalorimetern. Die Ursache hierfür wird in Kapitel 4.4 dargelegt.

4.3 Flüssig–Argon Kalorimetrie

Durchquert ein ionisierendes Teilchen einen Flüssig–Argon–Spalt (Gap), so hinterläßt es entlang seines Weges Elektron-Ionenpaare. Die Energie, um ein Elektron-Ionenpaar in Argon zu erzeugen, beträgt 26.4 eV. Als Modell für das Gap kann ein Plattenkondensator und für die Ionisationsspur eine Linienladungsquelle angenommen werden. Die freigesetzten Elektronen driften mit der Driftgeschwindigkeit v_D zum Gegenpol. Damit erhält man einen induzierten Strom, der linear mit der Driftzeit t abnimmt:

$$I(t) = Ne \frac{v_D}{d} \cdot \left(1 - \frac{t}{t_D}\right) = I_0(Q_0, v_D) \cdot \left(1 - \frac{t}{t_D}\right) \quad (17)$$

mit: $Q_0 = Ne$

In dieser Formel bezeichnen N die Anzahl der erzeugten Ladungsträger, e die Elementarladung, Q_0 die erzeugte Ladung und t_D die Zeit zum Durchqueren des Gaps für die erzeugten Elektronen. Der Maximalstrom hängt ab von der Driftgeschwindigkeit v_D , die in reinem flüssigen Argon und bei einem angelegten elektrischen Feld von $10 \frac{kV}{cm}$ etwa $4 \cdot 10^5 \frac{cm}{s}$ beträgt [40]. Aus der Formel erkennt man weiter, daß alle relevanten Größen (erzeugte Ladung, Hochspannungsverhalten) vom Anfangsstrom I_0 extrahiert werden können. Durch den Signalformer (Shaper) erhält man diesen Anfangsstrom und zudem auch eine extrem schnelle Detektorantwort.

Ist die Energie der eingeschossenen Teilchen und damit auch $N \cdot e$ konstant, so kann man die Zunahme der Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Argon direkt an den Ausgangssignalen des Signalformers erkennen, die bei verschiedenen Hochspannungen aufgenommen werden.

Ein minimal ionisierendes Teilchen erleidet einen Energieverlust von $\frac{dE}{dx} = 2.1 \frac{MeV}{cm}$. Dieser Energieverlust erzeugt in reinem flüssigen Argon einen Anfangsstrom von 48 nA pro Gap. Damit ist es möglich, mit einer einzelnen Konstante die Teilchenenergie zu kalibrieren.

4.4 Das Verhältnis e/h

Die Größen e , h bzw. π bezeichnen hier die unterschiedlichen Kalibrationskonstanten. Die begriffliche Überschneidung mit Naturkonstanten ist unglücklich, wird aber in dieser Form in der Literatur verwendet.

Bei allen Kalorimetertypen müssen die gemessenen Signale kalibriert werden. Diese Kalibrationskonstanten, welche aus Messungen des Kalorimeters mit einem Teststrahl gewonnen werden, verknüpfen dabei den gemessenen Signalstrom I_{vis} ($=I_{visible}$) des Kalorimeters mit der ursprünglichen Teilchenenergie E_{Strahl} der Teilchen im Teststrahl. Bei einem rein elektromagnetischen Teilchenschauer, ausgelöst durch Elektronen oder Photonen, ist diese Konstante ($1/e$) energieunabhängig. Sie ist folgendermaßen definiert:

$$\frac{1}{e} = \frac{E_{Strahl}}{I_{vis}} \equiv \alpha_{em} \quad \left[\frac{\text{GeV}}{\text{nA}} \right] \quad (18)$$

Wird der Teilchenschauer hingegen durch Hadronen ausgelöst, besteht der Schauer aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Anteil. Der elektromagnetische Anteil rührt dabei aus dem Zerfall von π^0 Mesonen in Photonen her, die ihrerseits einen elektromagnetischen Schauer im Kalorimeter auslösen. Die beiden Anteile bestimmen das Verhalten der hadronischen Kalibrationskonstante ($1/h$), die analog zur elektromagnetischen Kalibrationskonstante definiert ist.

Das Verhältnis e/h ist eine intrinsische Eigenschaft des Kalorimeters. Weicht dieses Verhältnis von 1 ab, so handelt es sich um ein nichtkompensierendes Kalorimeter und führt zu einer Verschlechterung der Energieauflösung.

Die Kalibrationskonstante bei einem Teilchenschauer, der durch Pionen ausgelöst wird, bezeichnet man mit $1/\pi$. Aus dem meßbaren Verhältnis e/π kann das intrinsische Verhältnis e/h berechnet werden. Diese beiden Größen stehen über Gl. (19) in Beziehung [41]:

$$e/\pi = \frac{e/h}{1 + (e/h - 1) \cdot f_{\pi^0}} \quad (19)$$

f_{π^0} bezeichnet den elektromagnetischen Schaueranteil der von Pionen im Kalorimeter deponierten Energie. f_{π^0} kann wie folgt parametrisiert werden [41]:

$$f_{\pi^0} = 1 - \left(\frac{E}{E'_0} \right)^{m-1} \quad (20)$$

Für Pionen erhält man typischerweise Werte von $E'_0 \approx 1$ GeV und $m \approx 0.85$. Da der Wert m auf generellen Eigenschaften der Hadron-Nukleon Wechselwirkung beruht, hängt dieser Wert nicht vom Typ des Kalorimeters ab. Man erhält Werte im Bereich von $0.83 - 0.86$ [42].

5 Experimenteller Aufbau des Kalorimetertests am CERN

Um zu zeigen, daß das HEC-Kalorimeter den Anforderungen genügt, wurden Messungen am SPS des Europäischen Kernforschungszentrums CERN durchgeführt. Dabei wurden Experimente mit Elektronen, Myonen und Pionen bei verschiedenen Strahlenergien durchgeführt.

5.1 Strahlführung des Teststrahls H6

Die Abb. 15 zeigt vereinfacht den schematischen Strahlengang des H6-Strahls bis zum Ende des Strahlrohrs. Der H6-Teststrahl liefert Elektronen, Myonen und Pionen mit Energien zwischen 10 GeV und 200 GeV.

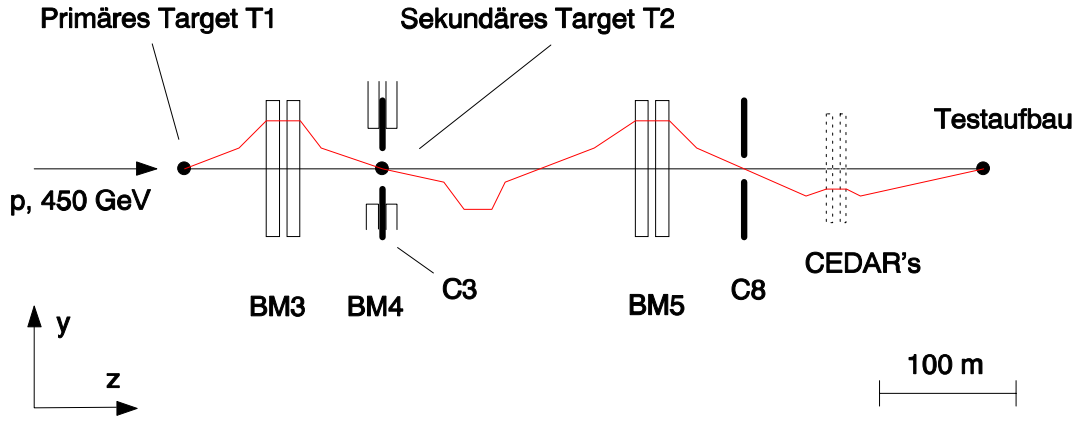


Abbildung 15: Strahlengang des H6-Teststrahls (vereinfachte Schematik) [43]

Die 450 GeV Protonen aus dem SPS werden auf das primäre Target T1 gelenkt. Danach können drei Sekundärstrahlen extrahiert werden, deren Impulse und Polaritäten stark korreliert sind [44].

Durch Einführen des sekundären Targets T2 können tertiäre Strahlen mit niedrigeren Energien im Bereich von 10 GeV bis 80 GeV erreicht werden.

Die in Abb. 15 eingezeichneten Quadrupolmagnete (BM3, BM4, BM5) dienen zur Fokussierung des Strahls. Zur endgültigen vertikalen Ablenkung der Teilchen dient ein Dipolmagnet am Ende des Strahlrohrs.

Hat der Strahl das Strahlrohr verlassen, durchläuft er verschiedene Szintillationszähler (B1, B2, F1, F2) und Vieldrahtproportionalkammern (MWPC1 bis MWPC4). In Abb. 16 ist die Anordnung der Zähler und Kammern dargestellt. Die Szintillationszähler B1 befindet sich direkt am Austrittspunkt der Teststrahlen aus dem Strahlrohr und ist deshalb in dieser Abb. nicht dargestellt. Die Kombination von Signalen unterschiedlicher Szintillationszähler wird als Teilchentrigger verwendet. Die Proportionalkammern werden zur Rekonstruktion des Eintrittspunkts der Strahlteilchen in das Kalorimeter herangezogen. Die Veto-Wand und der Lochzähler dienen zum Erfassen der Teilchen des

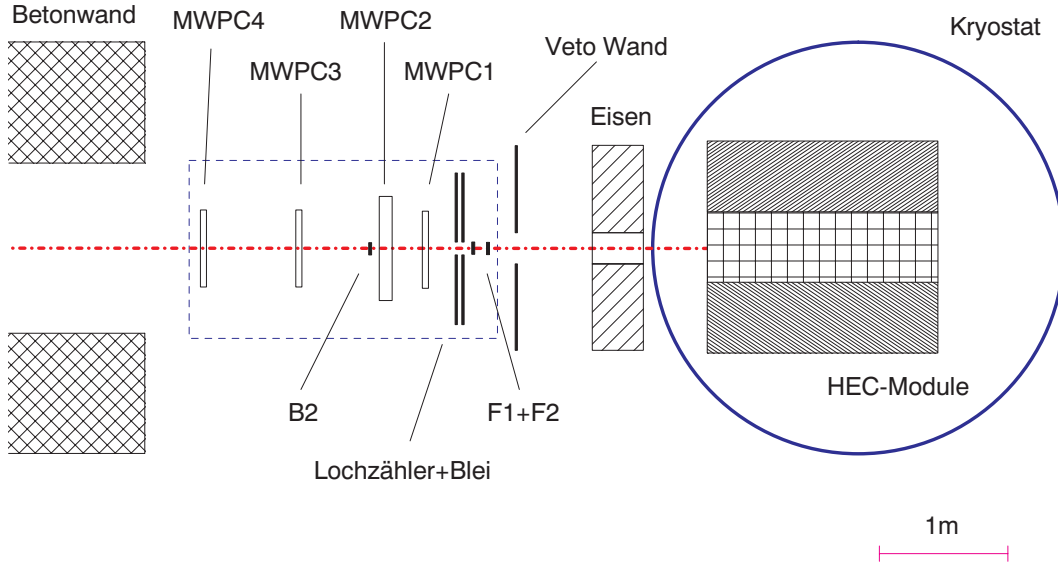


Abbildung 16: Schematische Anordnung der Zähler und Proportionalkammern [43]

Strahlhalos, die bereits im Trigger verworfen werden. Der Aufbau der Proportionalkammern und Zähler wurde von früheren Experimenten von R&D 33 und der H1-Kollaboration übernommen [45]. Das Eisen zwischen den Zählern und dem Testkryostaten dient der Absorption eventuell vom Testkryostaten zurückgestreuter Teilchen. Schließlich passiert der Strahl das Fenster in der Kryostatwand und trifft auf das Testkalorimeter.

Der Testkryostat konnte während des Strahltests in horizontaler Richtung um ± 30 cm verschoben werden. Durch den Dipolmagneten am Ende des Strahlrohrs war es außerdem möglich den Strahl in vertikaler Richtung um ± 25 cm zu bewegen. Somit konnten verschiedene Punkte der Kalorimetermodule mit dem Teststrahl anvisiert werden.

5.2 Das Test-Kalorimetermodul

Der experimentelle Aufbau besteht aus sechs Teilmodulen: drei Module des vorderen (HEC-1) und drei Module des hinteren (HEC-2) Rades. Das vordere Modul besteht dabei aus 3×8 Kupferplatten mit 25 mm Dicke und das hintere Modul aus 2×8 Kupferplatten mit 50 mm Dicke. Die laterale Segmentierung entspricht $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$.

5.2.1 Technische Daten

Die Verteilung der Hochspannung wurde durch eine hochohmige, leitende Kapton-Widerstandsschicht gewährleistet, die mit der EST- bzw. Auslese-Elektrode verklebt wurde. Einen longitudinalen Schnitt durch eine Auslesezone zeigt Abb.

12. Der schematische Aufbau einer Auslese- und einer EST-Elektrode sind in Abb. 13 bzw. 14 dargestellt.

Als Ausleseelektronik wurde eine Weiterentwicklung der in R&D 33 erprobten Elektronik verwendet. Sie basiert auf einem in GaAs-Technik produzierten ASIC-Chip, auf dem acht Vorverstärker und zwei Summierverstärker integriert sind und der in flüssigem Argon betrieben wird.

Bei dem verwendeten Vorverstärkertyp werden jeweils die Signale von acht aktiven Zwischenräumen aufsummiert. Die Signale werden dann zu der außerhalb des Kryostaten befindlichen Elektronik geführt, bestehend aus Signalformer und der sog. *Pole-Zero* Kompensation. Diese hat zwei Aufgaben: Zum einen wird das unterschiedliche Anstiegsverhalten der Auslesekanäle, verursacht durch unterschiedliche Detektorkapazitäten, ausgeglichen und zum anderen das Signal für eine schnelle Digitalisierung vorbereitet. Die Digitalisierung selbst geschieht durch einen 12bit ADC mit einer Abtastrate von 40 MHz. Das entspricht der Abtastrate des LHC. Die digitalisierten Signale werden kontinuierlich in einen Ringpuffer gespeichert. Wird durch das Triggersystem ein Trigger generiert, wird die Konvertierung des ADC gestoppt und die Daten können nun aus dem Ringpuffer gelesen und zur Datenaquisition übertragen werden. Die Datenaquisition erlaubt anschließend eine Analyse der Daten und übernimmt das endgültige Speichern der gemessenen Daten auf Magnetbänder.

5.2.2 Die Prozeduren der Qualitätskontrolle

Bei der Produktion, sowie vor dem Strahltest wurden verschiedene Schritte im Bereich der Qualitätskontrolle durchgeführt. Neben der ständigen Überwachung der Position der einzelnen Platten während des Zusammenbaus wurden im Vorfeld auch Hochspannungstests der einzelnen Komponenten durchgeführt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Aufbauten und Prozeduren entwickelt, mit denen sowohl die Hochspannungstests an einzelnen Komponenten als auch Hochspannungstests komplett aufgebauter Gaps durchgeführt werden konnte. Es werden im Test Spannungen bis zu 2000 V angelegt. Nach der Fertigstellung eines kompletten Teilmoduls war es weiterhin möglich einen Langzeit-Hochspannungstest durchzuführen, bei dem auch die endgültige Hochspannungsverteilung geprüft wurde. Alle Kalorimetermodule müssen diese Tests erfolgreich absolvieren.

Ein weiterer wichtiger Schritt bei der Qualitätskontrolle ist die Kapazitätsmessung des Kalorimeters. Nur durch diese Messung ist es möglich, die Vollständigkeit aller Verbindungen zwischen dem Signalstecker an der Vorverstärker-Platine und der Ausleseelektrode zu prüfen. Zudem können die für die Kalibration notwendigen Detektorkapazitäten bestimmt werden.

Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Meßsystem ist schematisch in Abb. 17 dargestellt und besteht aus einem LCR-Meter, einem elektronisch gesteuerten Schaltsystem kombiniert mit einer Verbindung zum Signalleitungsstecker und einem PC, der zur Datenerfassung und -Auswertung dient.

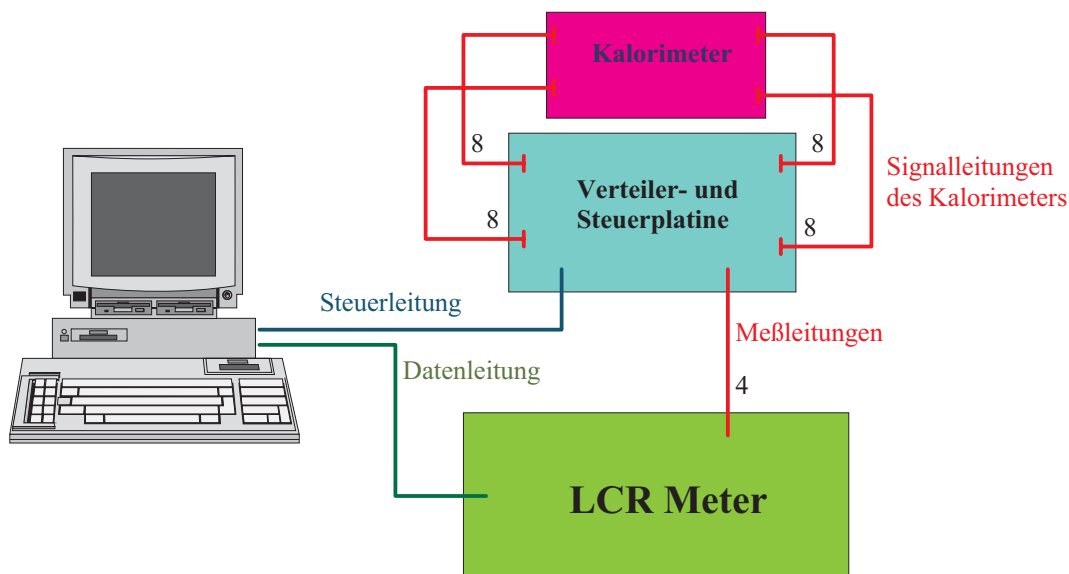


Abbildung 17: Schematische Darstellung der Kapazitätsmessung

Die Vermessung der Kalorimetermodule vollzieht sich dabei in mehreren Teilschritten: Im ersten Schritt werden die Kapazitäten der Signalkabel genau bestimmt und zur späteren Verwendung protokolliert. Das LCR-Meter wird zur Messung der Kapazitäten dabei in einem Frequenzbereich von 100 kHz bis zu 6 MHz betrieben. Damit wird der Einfluß vorhandener Streukapazitäten klein gehalten. Bei der Konstruktion des elektronisch gesteuerten Schaltsystems (Verteiler- und Steuerplatine) wurde großer Wert auf minimale Streukapazität in der Signalleitungsführung gelegt. Im verwendeten Meßbereich ergibt sich eine konstante Kapazität, die bei der Kalibration des LCR-Meters berücksichtigt wird. Bei einer Messung werden die Signalleitungen am Kalorimeter so verschaltet, daß die jeweiligen nicht benutzten Leitungen ohne festes Potential sind, und somit das Ergebnis möglichst wenig verfälschen können.

Im zweiten Schritt werden die Elektroden mit den Signalkabeln verbunden und die Gesamtkapazität eines Auslesekanals (Ausleseelektrode und Signalleitung) vermessen. Durch Abzug der zuvor bestimmten Signalleitungskapazität kann die Kapazität der betreffenden Auslesestruktur bestimmt werden. Diese Meßdaten werden für Referenzzwecke ebenfalls gespeichert.

Aus einem Vergleich zwischen Referenz und aktuell gemessenem Wert kann entschieden werden, ob die Signalleitungen an allen betreffenden Ausleseebenen verbunden sind.

Diese Meßmethode ist auch im ungünstigen Fall, im spitzen Teil des Kalorimeters erfolgreich. Dort sind lange Signalleitungen mit kleinen Ausleseelektroden verbunden und somit kleine Kapazitäten zu messen. Die Analyse dieser Messung zeigt, daß auch hier eine einzelne, nicht angeschlossene Ausleseelektrode erkannt werden kann.

5.2.3 Der Testaufbau



Abbildung 18: HEC-Frontmodule bei der Positionierung im Testkryostaten.

Für die Teststrahlperioden wird ein Aufbau bestehend aus drei HEC-1 Modulen und drei HEC-2 Modulen verwendet. Die Module werden dabei so platziert, daß der Teststrahl senkrecht auf die Frontfläche auftrifft. In Abb. 19 ist eine schematische Frontansicht der Kalorimeter dargestellt. Eingezeichnet ist das Kryostatfenster und der mit dem Teststrahl erreichbare Bereich. Das Kryostatfenster ist ein Bereich des Kryostaten, an dem die Stahlwand dünner ist. Sie hat hier nur eine Dicke in Strahlungslängen von $\frac{1}{2}X_0$. Die Punkte *A* bis *O* geben die Auftreffpunkte des Teststrahls wieder.

Durch die senkrechte Position des Testkalorimeters weicht die Geometrie des Aufbaus leicht von der ‘pseudo- η ’ Geometrie ab, wodurch bei der Energierekonstruktion die Zahl der zu verwendenden Kanäle erhöht werden muß.

Die Abb. 18 zeigt den Einbau und die Positionierung der HEC-Frontmodule im Testkryostaten. Links direkt an der Kryostatinnenwand ist der Argonverdrängerkörper zu sehen.

5.3 Die Datenauslese

In Abb. 20 ist der schematische Aufbau der Auslese dargestellt. Der Teilchenschauer erzeugt in den verschiedenen aktiven Zwischenräumen des Kalorimeters einen Ladungsstrom. Die longitudinalen Segmente des gesamten Kalorimeters sind mit *LS1* bis *LS4* bezeichnet. Der Strompuls wird über einen Kop-

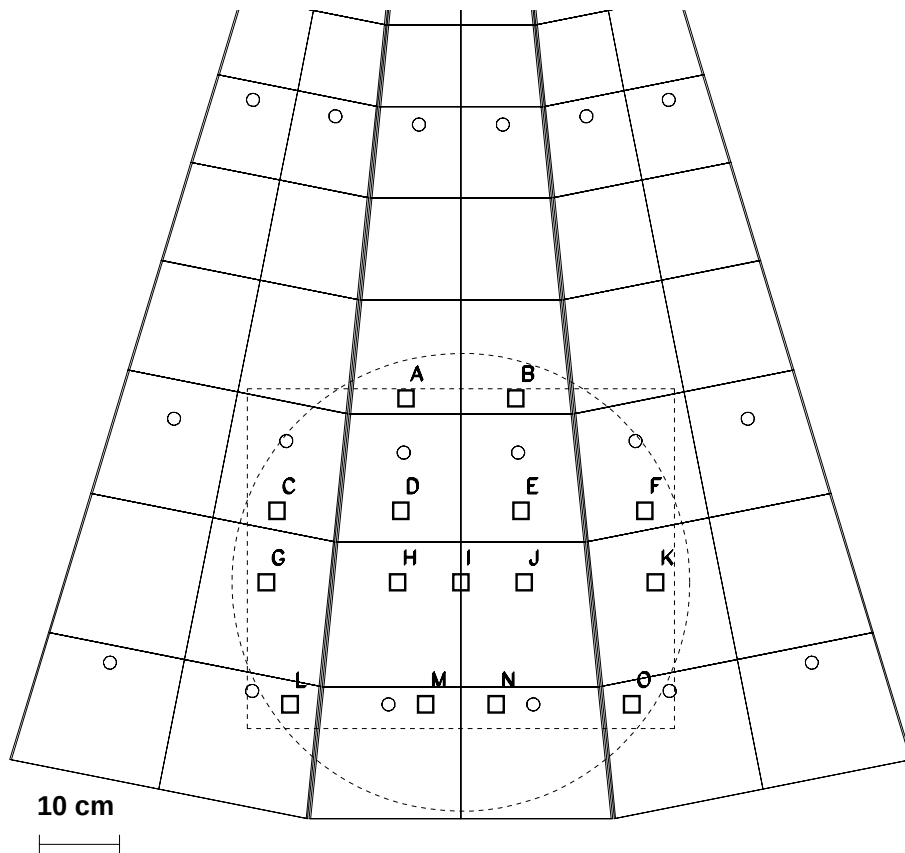


Abbildung 19: Schematische Frontansicht der Testkalorimetermodule und Darstellung der verschiedenen Auftreffpunkte des Teststrahls, die in der Analyse verwendet wurden. Eingezeichnet ist auch die Position des Kryostatfensters (Kreis) und der mit dem Teststrahl erreichbare Bereich (Rechteck)

pelkondensator zu einem Widerstand geführt und so in einen Spannungspuls umgewandelt. Dieser wird vom Vorverstärker, der sich auf der PSB-Platine befindet, verstärkt.

Der sich daran anschließende Summierverstärker addiert die Signale aus acht aktiven Zwischenräumen und verstärkt diese weiter. Nach dem Durchlaufen einer Treiberstufe, die die nötige Leistung zum Treiben der Ausleseleitungen bereitstellt, verlassen die Signale den Kryostaten.

Die Signale durchlaufen nun den Preshaper zusammen mit der Pole-Zero Kompensation und einen weiteren Signalformer (*Shaper*). Anschließend folgt eine weitere Treiberstufe (*DR*). Diese Komponenten befinden sich auf dem Front-End-Board (*FEB*).

Nachdem nun die Signale diese drei Stufen passiert haben, gelangen sie zur Digitalisierung zu einem schnellen Analog-Digital-Konvertor (*ADC*).

Zusätzlich stand für diesen Testlauf ein **TDC**-Modul (**T**ime **D**igital **C**onverter) zur Verfügung. Seine Aufgabe bestand darin, die Zeitspanne zwischen dem Triggersignal und der nächstgelegenen Flanke des 40 MHz Taktgebers inner-

halb von 25 ns zu messen. Damit ist eine sehr genaue Rekonstruktion des Signalverlaufs möglich.

Alle digitalisierten Werte wurden schließlich zusammen mit anderen relevanten Daten (MWPC, Szintillationszähler, Trigger) von der Datenaquisition abgefragt und anschließend auf z.B. Magnetbändern gesichert.

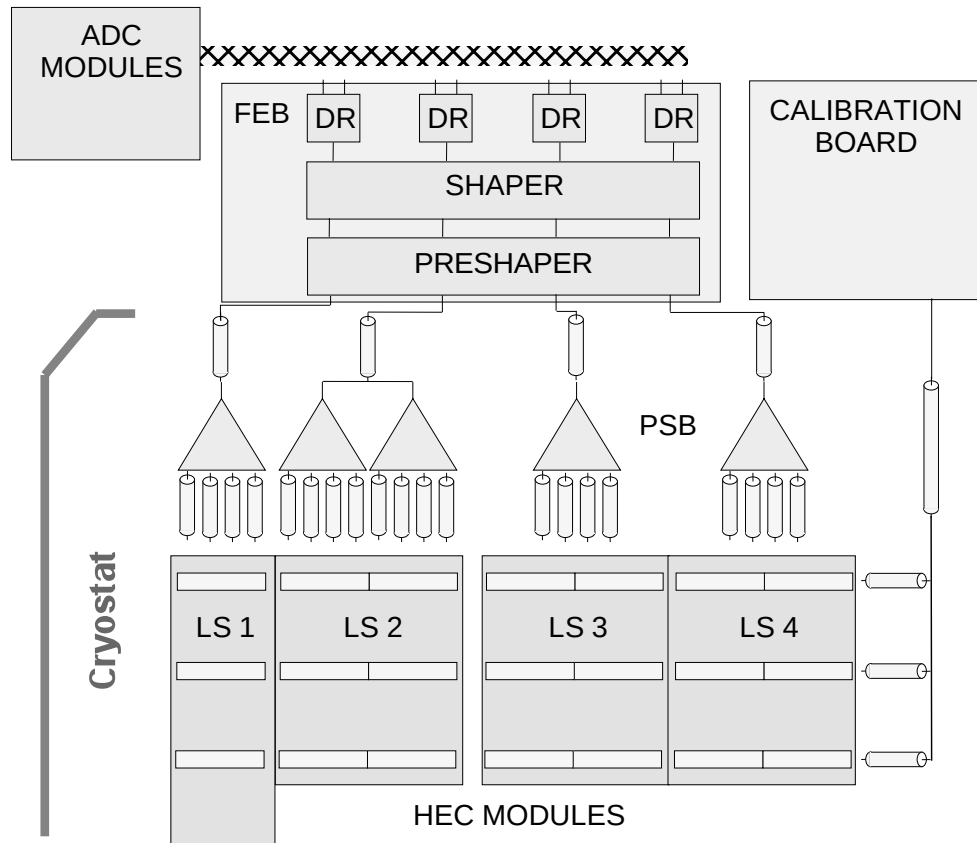


Abbildung 20: Prinzipschaltung der Auslese des Kalorimeters

6 Die Monte-Carlo Simulation des Kalorimetertests

Um die Daten aus dem Kalorimetertest mit Teststrahlen am CERN bewerten zu können, wurde der geometrische Aufbau des Testexperiments [45] in einer Monte-Carlo Simulation exakt nachgebildet. Der Vergleich der Ergebnisse aus der Monte-Carlo Simulation mit den Resultaten des Kalorimetertests entscheidet zudem über die geeignete Option bei der Simulation der Teilchenschauerentwicklung (siehe weiter unten) für die detaillierte Simulation des gesamten ATLAS-Detektors.

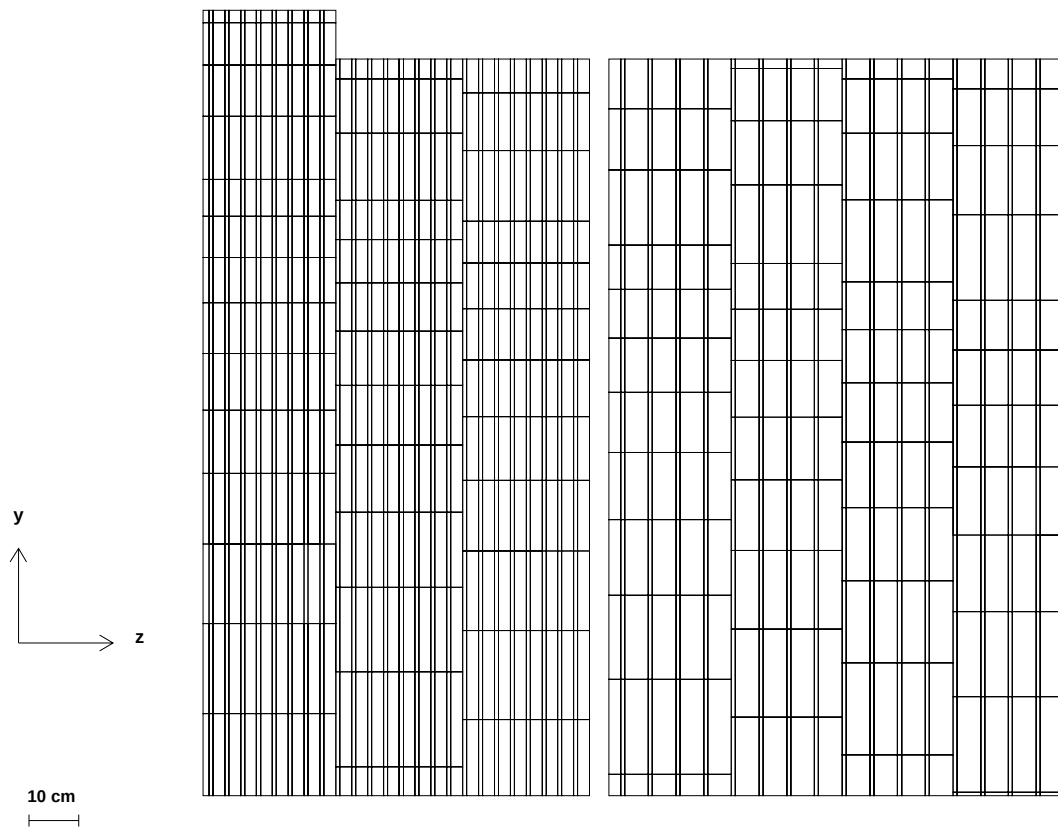


Abbildung 21: Gezeigt ist eine $z - y$ Seitenansicht der HEC-1 bzw. HEC-2 Module im Testkryostaten (nicht abgebildet). Der Teststrahl läuft entlang der eingezeichneten z -Achse.

Die Simulation des Kalorimetertests beinhaltet unter anderem die Szintillationszähler und die verschiedenen Proportionalkammern (s. Abb. 16). Als Grundlage für den geometrischen Aufbau des Kalorimeters und der Anzahl der verwendeten Teilmodule galt der Aufbau im Kalorimetertest.

Die Abb. 21 zeigt eine Seitenansicht des Kalorimetermodells im Kryostaten. Die simulierten Teilchen bewegen sich in positiver z -Richtung. Ein Koordinatenkreuz ist zur Illustration eingezeichnet.

Die Kalorimeterstruktur ist detailliert simuliert worden: Kupferplatten, Ausleseelektroden und EST-Elektroden. Der Testkryostat, in dem sich die Kalorimeter befinden, ebenso wie der Argonverdränger (s. Abb. 18) sind ebenfalls in die Simulation implementiert worden.

In Abb. 21 ist die laterale Segmentierung gemäß η zu erkennen. Die aktiven Zwischenräume, gefüllt mit flüssigem Argon, sind in dieser Darstellung nur als Linien zu sehen. Das HEC-1 und das HEC-2 sind durch einen 2 cm großen Spalt voneinander getrennt. Dieser ist wie im Testkryostaten ebenfalls mit flüssigem Argon gefüllt.

Zur Beschreibung des Aufbaus des Teststrahls wurde ein spezielles Softwarepaket erstellt (**HEC-BEAM 3.0**) [46]. Mit diesem Paket können geladene Pionen, Elektronen und Myonen simuliert werden. Grundlage des Simulationsprogramms ist dabei DICE [47] bzw. ATLSIM.

Die Simulation der Teilchenwechselwirkung erfolgte anschließend mit dem Programmpaket GEANT 3.21 [48]. Zur Simulation der Teilchenschauerentwicklung standen drei Optionen zur Verfügung: GCALOR, GFLUKA und GHEISHA. Es wurden Simulationen mit Elektronen, Myonen und Pionen bei unterschiedlichen Energien durchgeführt. Dabei wurden bei jeder Energie und jedem räumlichen Punkt jeweils 1000 bzw. 2000 Teilchen simuliert.

Die Simulation mit Elektronen umfaßte Energien von 10, 20, 40, 60, 80, 100, 119.1 und 193.7 GeV, entsprechend den im Kalorimetertest verfügbaren Energien. Als Auftreffpunkte für die simulierten Teilchen wurden exakt diejenigen Punkte gewählt, an denen auch im Kalorimetertest die Teststrahlen in das Kalorimeter eintraten. Dies ermöglicht einen exakten Vergleich zwischen Monte-Carlo Simulation und den Ergebnissen des Kalorimetertests.

Für die Rekonstruktion der Teilchenenergie wurden folgende Punkte untersucht:

- Die minimale Anzahl der Auslesekanäle, die aufsummiert werden müssen, um möglichst vollständig die Energie des elektromagnetischen bzw. hadronischen Schauers zu erfassen.
- Der Einfluß des elektronischen Rauschens auf die Energierekonstruktion des Kalorimetersignals.
- Die Energieauflösung, die das Kalorimeter bei Elektronen und Pionen als Teststrahlen liefert.
- Die Linearität des Kalorimeters bei verschiedenen Teilchenenergien von Elektronen bzw. Pionen.
- Eine Untersuchung, welches der oben erwähnten Simulationspakete für die hadronische Schauerentwicklung bei Pionen am besten für die Beschreibung geeignet ist. Zur Auswahl standen dabei: GCALOR, GFLUKA und GHEISHA.

Die Abschneideenergien in der Simulation, bei denen ein simuliertes Teilchen nicht mehr weiter verfolgt wird, entsprachen den in ATLAS allgemein akzeptierten Einstellungen: 100 keV für Elektronen und Photonen.

Die MC-Studien der simulierten Elektrondaten ergaben folgende Ergebnisse:

- Die minimale Anzahl an Auslesezellen, die aufsummiert werden müssen, beträgt fünf. Diese fünf Zellen bestehen aus dem vom Strahl direkt getroffenen Auslesekanal und den vier Auslesekanälen, die unmittelbar benachbart sind.
- Die Linearität des Kalorimeters in Bezug auf die Energierekonstruktion der Elektronen ist besser als 1%.
- Die relative Energieauflösung wurde mit Gl. (16) parametrisiert und ergab dabei einen stochastischen Term von $A = (21.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$ und einen konstanten Term von $B = (0.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$. Die aus der Simulation gewonnenen Ergebnisse sind zusammen mit den Resultaten des Kalorimetertests mit Elektronen in Abb. 26 dargestellt.

Bei Pionen als Teststrahlen ist der Sachverhalt etwas schwieriger. Der im Experiment verwendete Aufbau führt wegen des fehlenden elektromagnetischen Kalorimeters und der Beschränkung auf nur drei HEC-1 und drei HEC-2 Module zu longitudinalen und lateralen Energieverlusten. Um diesen Einfluß auf die Meßergebnisse zu studieren, wurde die Kalorimetersimulation um spezielle virtuelle Detektoren (sog. *leakage detector*) erweitert. Diese im realen Experiment nicht vorhandenen Elemente liefern die Energie aller Teilchen, die das simulierte Kalorimeter verlassen. Diese Detektoren befinden sich an den Außenseiten und am hinteren Teil des Kalorimeters. Somit können die unterschiedlichen Anteile des Energieverlustes analysiert und entsprechend korrigiert werden.

In Abb. 22 ist das Ergebnis dieser Analyse für den Auftreffpunkt D dargestellt. Es ergibt sich ein totaler Energieverlust E_{leak}/E_{Strahl} von etwa 3% im gesamten zur Verfügung stehenden Energiebereich der Teststrahlen. Die Anteile aus longitudinalem und lateralem Energieverlust halten sich dabei die Waage.

In Tabelle 6 sind die Ergebnisse der Energieauflösung für Pionen als Teststrahlen für die verschiedenen Schauerpakete zusammengefaßt. Aufgelistet sind dort der stochastische Term A , der konstante Term B sowie der Energieverlust E_{leak} für den Auftreffpunkt I . Man kann erkennen, daß die Meßwerte (aus Abb. 31) zwischen GCALOR und GHEISHA liegen, jedoch näher bei GCALOR. GFLUKA liefert eine zu optimistische Vorhersage.

Die Option GCALOR bei der Simulation der Teilchenschauerentwicklung beschreibt das Verhalten einzelner Pionen beim Kalorimetertest am besten. Aus diesem Grund wird es auch bei der detaillierten Simulation geladener Pionen und Jets im gesamten ATLAS-Detektor verwendet (siehe Kap. 9).

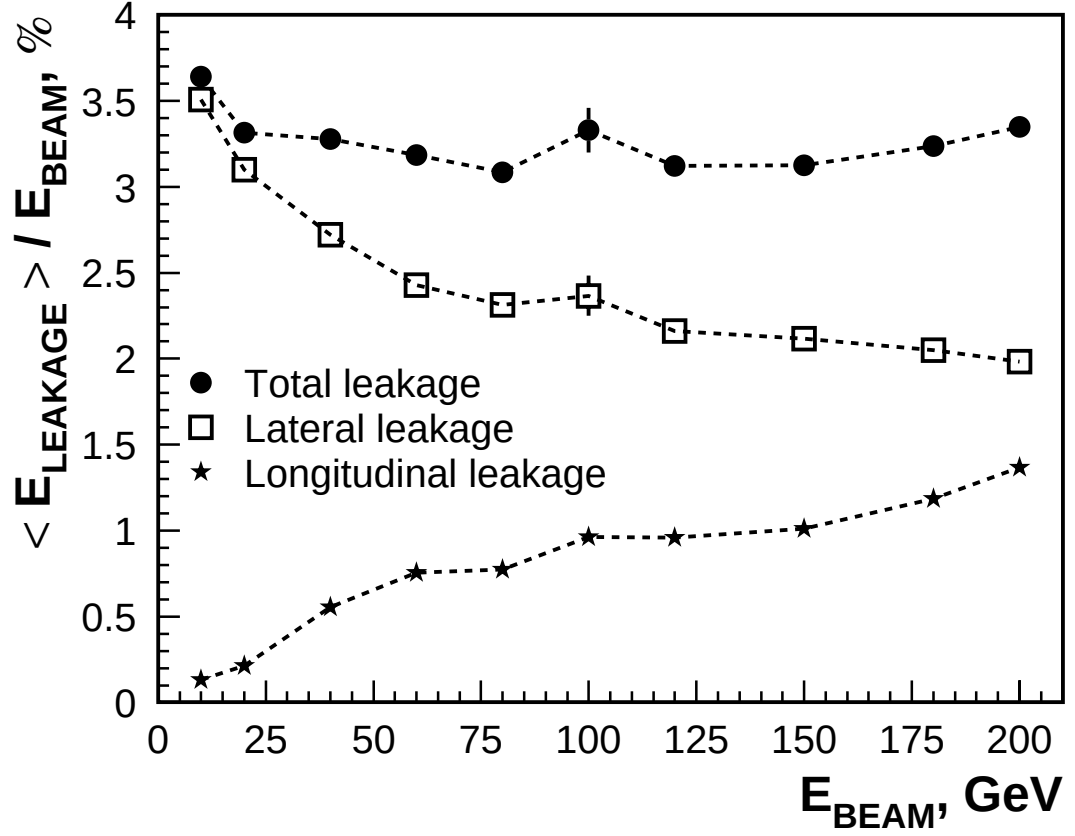


Abbildung 22: Relativer, mittlerer Verlust an rekonstruierter Energie in Abhängigkeit der Teststrahlenergie geladener Pionen [49]

Schauerpaket	A	B	E_{leak} [GeV]
GFLUKA	$(48.7 \pm 1.5) \cdot 10^{-2}$	$(4.23 \pm 0.21) \cdot 10^{-2}$	7.7 ± 0.1
GCALOR	$(65.6 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$	$(4.20 \pm 0.10) \cdot 10^{-2}$	7.2 ± 0.1
GHEISHA	$(89.0 \pm 2.3) \cdot 10^{-2}$	$(5.82 \pm 0.41) \cdot 10^{-2}$	7.4 ± 0.1

Tabelle 6: Simulierte Energieauflösung des Kalorimeters bei einem Teststrahl aus geladenen Pionen für verschiedene Optionen der Teilchenschauerentwicklung [50]

7 Datenanalyse des Kalorimetertests

7.1 Das Kalibrationssystem

Das Kalibrationssystem hat mehrere Aufgaben. Zum einen werden die Konstanten bestimmt, die für die Methode des Digital-Filters benötigt werden. Auf diese Methodik wird in Kapitel 7.2 eingegangen. Zum anderen sollen die unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren der Vorverstärker ausgeglichen werden.

Durch Anlegen unterschiedlich großer Spannungspulse läßt sich die Nichtlinearität der gesamten elektronischen Auslekette bestimmen. Die letzte Aufgabe besteht darin, das Übersprechen (sog. Crosstalk) einzelner Kanäle zu messen. Dies geschieht dadurch, daß einzelne Kanäle gepulst werden und das Verhalten der restlichen Kanäle untersucht wird.

In Abb. 23 sind das Kalibrationssystem und die elektronische Auslekette schematisch dargestellt. Die Spannungspulse der Signalgeneratoren (*CAL GEN*), die sich auf der Kalibrationsplatine [51] befinden, werden über Koaxialkabel zu einer Verteilerplatine (*CDB, Calibration Distribution Board*) geführt. Von dort aus laufen die Kalibrationssignale entlang der sog. Stripline (*SL*) zu den einzelnen Ausleesebenen (*DET*) des Kalorimeters. An dieser Stelle werden die Spannungspulse über sehr genaue Kalibrationswiderstände in Strompulse umgewandelt. Die Einspeisung der Kalibrationssignale ist in Abb. 20 schematisch dargestellt. Vom Punkt der Einspeisung an durchlaufen die Kalibrationssignale die identische elektronische Auslekette, wie die Signale, die durch Teilchen verursacht werden. Das Synchronisieren der Kalibrationsgeneratoren zum 40 MHz Taktgeber übernimmt das sog. Service-Modul. Desweiteren generiert es die Start- bzw. Stoppsignale für das TDC-Modul. Dessen Aufgabe ist es, die Zeitspanne zwischen Trigger- und Stoppsignal zu messen und zu digitalisieren. Somit kann das Kalibrationssystem nicht nur im synchronen Modus, sondern auch im asynchronen Modus betrieben werden. Bei der Datennahme während des Kalorimetertests liegt ebenfalls ein asynchroner Betriebsmodus vor. Eine Beschreibung der Steuerungs- sowie der Analyseprogramme ist in [52] zu finden.

7.2 Die Methode des Digital-Filters

Die Methode des Digital-Filters erlaubt die Rekonstruktion der Signalamplitude durch die gewichtete Summierung von 5 aufeinanderfolgenden Teilsignalen (im Weiteren Time Sample genannt). Die Gewichte werden bestimmt, indem das Verhältnis aus Signalamplitude und Rauschamplitude minimiert wird. Dies wird mit der Methode der Lagrange Multiplikatoren durchgeführt.

Das elektronische Rauschen kann durch die Korrelationsmatrix $\mathbf{R}$ beschrieben werden. Die Amplitudenrekonstruktion verwendet 5 Time Samples und somit handelt es sich bei dieser Matrix um eine 5×5 Matrix mit den Komponenten: $Ke_0 = Ke(0 \text{ ns}) = 1$, $Ke_1 = Ke(25 \text{ ns})$, $Ke_2 = Ke(50 \text{ ns})$, $Ke_3 = Ke(75 \text{ ns})$,

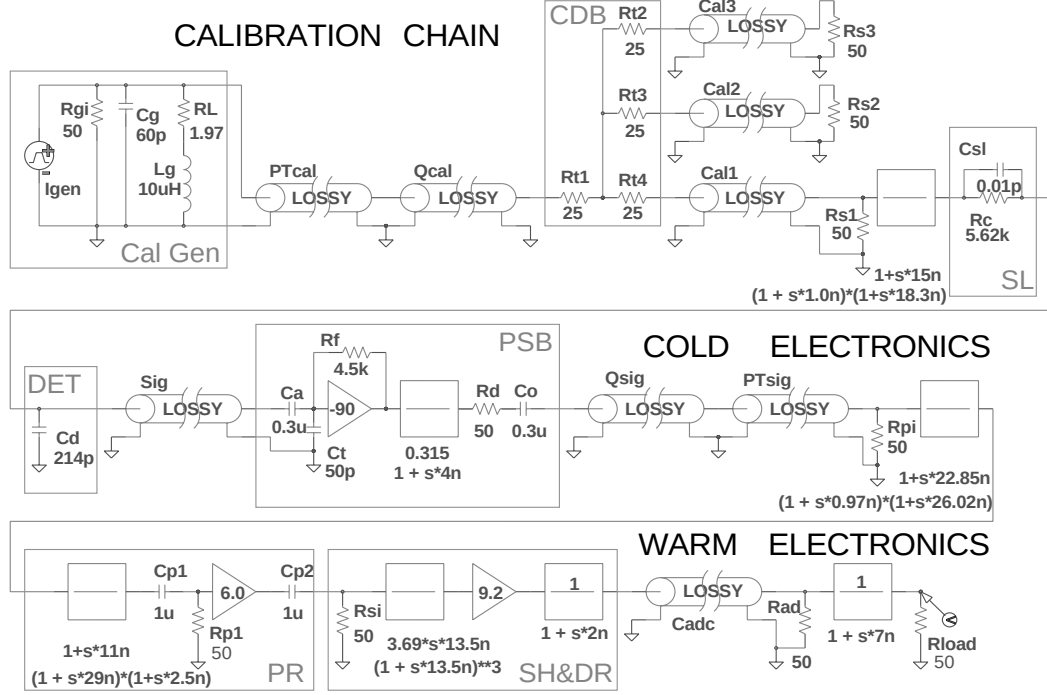


Abbildung 23: Elektronisches Schaltschema des Kalibrationssystems zusammen mit dem Schema für kalte und warme Elektronikkomponenten [49]

$Ke_4 = Ke(100 \text{ ns})$:

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} 1 & Ke_1 & Ke_2 & Ke_3 & Ke_4 \\ Ke_1 & 1 & Ke_1 & Ke_2 & Ke_3 \\ Ke_2 & Ke_1 & 1 & Ke_1 & Ke_2 \\ Ke_3 & Ke_2 & Ke_1 & 1 & Ke_1 \\ Ke_4 & Ke_3 & Ke_2 & Ke_1 & 1 \end{pmatrix} \quad (21)$$

Es wird dabei angenommen, daß das Signal im dritten Time Sample sein Maximum besitzt. Aus der zu $\mathbf{R}$ inversen Matrix $\mathbf{V} = \mathbf{R}^{-1}$ lassen sich die Gewichte a_i wie folgt berechnen [53]:

$$a_i = \lambda \cdot \sum_{j=1}^5 V_{ij} \cdot S_j + \kappa \cdot \sum_{j=1}^5 V_{ij} \cdot S_j^{(1)} \quad (22)$$

λ und κ sind die beiden Lagrange Multiplikatoren und die Werte $S_j^{(1)}$ werden aus der Ableitung der Signalkurve S_j bestimmt. Der jeweilige Time Sample wird mit i bzw. j bezeichnet.

Ist nun ein Signal der Größe E_0 vorhanden, so ergibt sich zusammen mit dem gesamten Rauschen n_i das Gesamtsignal zu $U_i = E_0 S_i + n_i$. Die rekonstruierte Amplitude A läßt sich nun wie folgt schreiben:

$$A = \sum_{i=1}^5 a_i \cdot U_i \equiv E_0 + \sum_{i=1}^5 a_i \cdot n_i \quad (23)$$

Der letzte Term beschreibt das gesamte Rauschen. Die Qualität des Digital-Filters wird durch den Rausch-Unterdrückungsfaktor G beschrieben [53]:

$$G \equiv \frac{\sigma_{wt}}{\sigma_{at}} = \sqrt{\sum_{i,j=1}^5 R_{ij} \cdot a_i \cdot a_j} \quad (24)$$

Dabei handelt es sich bei σ_{wt} um die Rauschgröße nach der Gewichtung bzw. bei σ_{at} um die Rauschgröße vor der Gewichtung.

Das Kalibrationssystem übernimmt die Aufgabe, die Gewichte zu bestimmen und die Verzögerungen der Signale so einzustellen, daß das Signalmaximum möglichst genau in das dritte Time Sample fällt. Es kann eine Verzögerung von bis zu 25 ns in Schritten von 1 ns eingestellt werden. Für den Kalorimetertest werden die Gewichte zu verschiedenen Verzögerungen bestimmt und gespeichert. Mit der TDC Information kann die Lage des Maximums ermittelt bzw. die Wahl des richtigen Satzes von Gewichten getroffen werden.

7.3 Behandlung der Rohdaten

Das Signal eines Auslesekanals wird mit einer Frequenz von 40 MHz, also in einem Abstand von 25 ns abgetastet. In einem Ringpuffer werden diese Time Samples zwischengespeichert. Wird ein Triggersignal durch ein Teilchen generiert, wird die ständige Speicherung im Ringpuffer angehalten. Der Ringpuffer wird anschließend von hinten her ausgelesen. Der Bereich, welcher ausgelesen wird, ist nun so gewählt, daß der Signalanstieg bzw. -Abfall im siebten bis elften Time Sample liegt. Die sechs Time Samples vor dem Signal dienen zur Bestimmung der Schwellen, *Pedestale* genannt (Kapitel 7.4) und zur Analyse des Rauschens eines Auslesekanals. Die restlichen Time Samples werden zur Rekonstruktion der Signalamplitude herangezogen.

Normalerweise werden während der Teststahlperiode 16 Time Samples ausgelesen. Für spezielle Studien werden vereinzelt auch 32 Time Samples ausgelesen. Durch den TDC hat man nun eine genaue Information über den Beginn des Signalanstieges und somit der richtigen Wahl der Gewichte zur Bestimmung der Signalamplitude gemäß der Gl. (23).

7.4 Bestimmung der Schwellen (Pedestale)

Wie zuvor erwähnt, messen die ersten sechs Time Samples die Schwelle vor dem eigentlichen Signal. Der absolute Wert der Schwelle wurde so gewählt, daß sowohl die höchsten vorkommenden Meßwerte, die durch Teilchen erzeugt werden, als auch der negative Anteil des Signalverlaufs dargestellt werden konnte. Der ADC-Wert dieses *Nullpunkts* wird als Pedestal bezeichnet.

An einem Meßpunkt wurden typischerweise 5000 Ereignisse aufgezeichnet, die einen Datensatz bilden. Um schließlich das Pedestal eines Auslesekanals zu berechnen, wird über die ersten 5 Time Samples eines Signalverlauf, sowie über alle Signalverläufe eines Datensatzes gemittelt. Dieser Wert wird vor der

Analyse von der Signalamplitude abgezogen. Die korrigierten Amplitudenwerte gehen in Gl. (23) ein. Somit erhält man aus den ADC-Werten die kalibrierten Werte in nA.

8 Resultate des Kalorimetertests

In diesem Abschnitt werden die Resultate der Kalorimetermessungen mit Teststrahlen präsentiert. Dabei wird auf die Ergebnisse der Kalorimetermessung mit Elektronen, Pionen und Myonen eingegangen.

In Abb. 19 sind schematisch die Auftreffpunkte A bis O des Teststrahls dargestellt. An diesen Meßpunkten sind Daten bei Teststrahlenergien von $10 \text{ GeV} < E < 200 \text{ GeV}$ genommen worden. Zusätzlich wurden zwischen den Punkten vertikale und horizontale Scans durchgeführt.

8.1 Analyse der Elektronen

Für die Analyse der Eigenschaften des HEC-Kalorimeters für Elektronen stehen Elektronenergien von 10, 20, 40, 60, 80, 100, 119 und 147.8 GeV im Teststrahl zur Verfügung.

Mehrere Auslesekanäle werden zu einem sog. *Cluster* zusammengefaßt. Die Anzahl und die Position der Auslesekanäle, die den Cluster bilden, hängen vom Auftreffpunkt des Teststrahls und der verwendeten Teilchenart im Teststrahl ab.

Bei Elektronen im Teststrahl wird ein sog. Cluster in der Regel aus 5 Auslesekanälen gebildet, 3 Auslesekanäle im ersten longitudinalen Segment und 2 im zweiten longitudinalen Segment. Dadurch ist sichergestellt, daß nahezu keine vom Elektron im Kalorimeter deponierte Energie verloren geht. Dies würde unweigerlich zur Erhöhung des konstanten Terms in der Energieauflösung führen. Die deponierte Energie im Cluster ist proportional zum gemessenen Signalstrom der beteiligten Auslesezellen. Aus dem Verhältnis der Teststrahlenergie zum gemessenen Signalstrom wird der konstante Faktor α_{em} (siehe Gl. (18)), die elektromagnetische Kalibrationskonstante bestimmt.

Diese Kalibrationskonstante hat im Mittel über alle Energien einen Wert von $\alpha_{em} = (2.93 \pm 0.03) \frac{\text{MeV}}{\text{nA}}$. In Abb. 24 sind die gemessenen Energieverteilungen für vier Teststrahlenergien dargestellt. Zusätzlich sind Gauß-Funktionen an die Verteilungen angepaßt. Die Gauß-Funktionen erstrecken sich dabei um einen Bereich von $\pm 2\sigma$ um den Zentralwert der Verteilung.

8.1.1 Die Energieauflösung des Kalorimeters

Bei fester Clustergröße ist für jeden Auftreffpunkt das elektronische Rauschen unabhängig von der Teststrahlenergie und kann in Analogie zur Energierekonstruktion einfach bestimmt werden. Es ergab sich ein Wert von ca. 0.6 GeV. Der jeweils ermittelte Wert des Rauschens wurde bei jeder Energie und für jeden Auftreffpunkt separat abgezogen. Die Energieauflösung für Elektronen wurde anschließend nach Gl. (16) parametrisiert.

In Abb. 25 ist der Verlauf der Energieauflösung für drei Auftreffpunkte exemplarisch dargestellt. Die eingezeichneten Linien geben das Resultat der Anpassung mit der Funktion aus Gl. (16) wieder. Die Ergebnisse für den stocha-

stischen Term A und den konstanten Term B sind ebenfalls mit eingetragen.

Die Abb. 26 faßt die Ergebnisse für den stochastischen Term A bzw. den konstanten Term B für die Auftreffpunkte A bis O des Teststrahls zusammen. Zudem ist das Resultat (Fehler) der Monte-Carlo Simulation als durchgezogene (gestrichelte) Linie eingetragen. Es ergibt sich für die Elektrondatensätze ein durchschnittlicher Wert für den stochastischen Term von $A = (21.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$ und für den konstanten Term von $B = (0.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$. Die Monte-Carlo Simulation ergibt Werte von $A = (21.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$ und $B = (0.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$. Die Resultate des Kalorimetertests sind in guter Übereinstimmung mit den Erwartungen aus der Monte-Carlo Simulation.

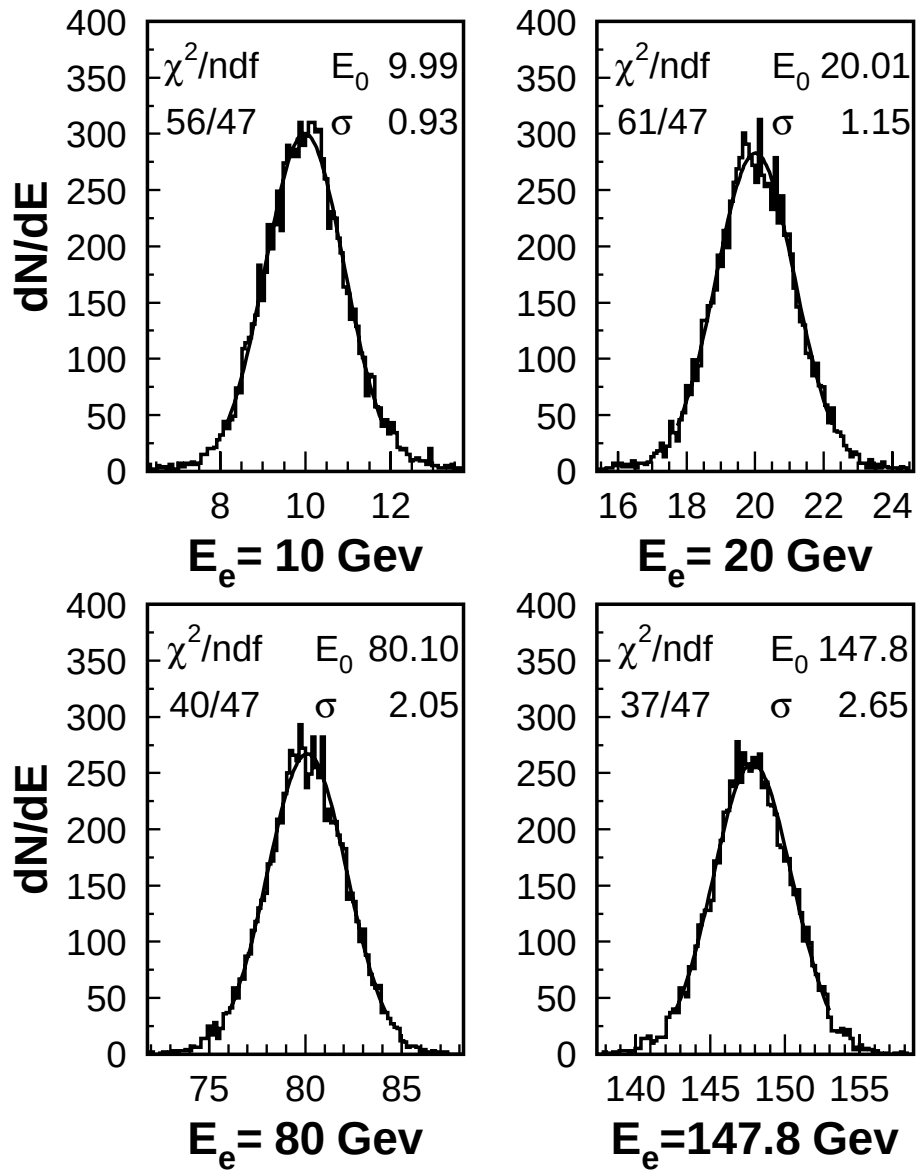


Abbildung 24: Rekonstruierte Energieverteilungen für Elektronen bei Energien von 10, 20, 80 und 147,8 GeV.

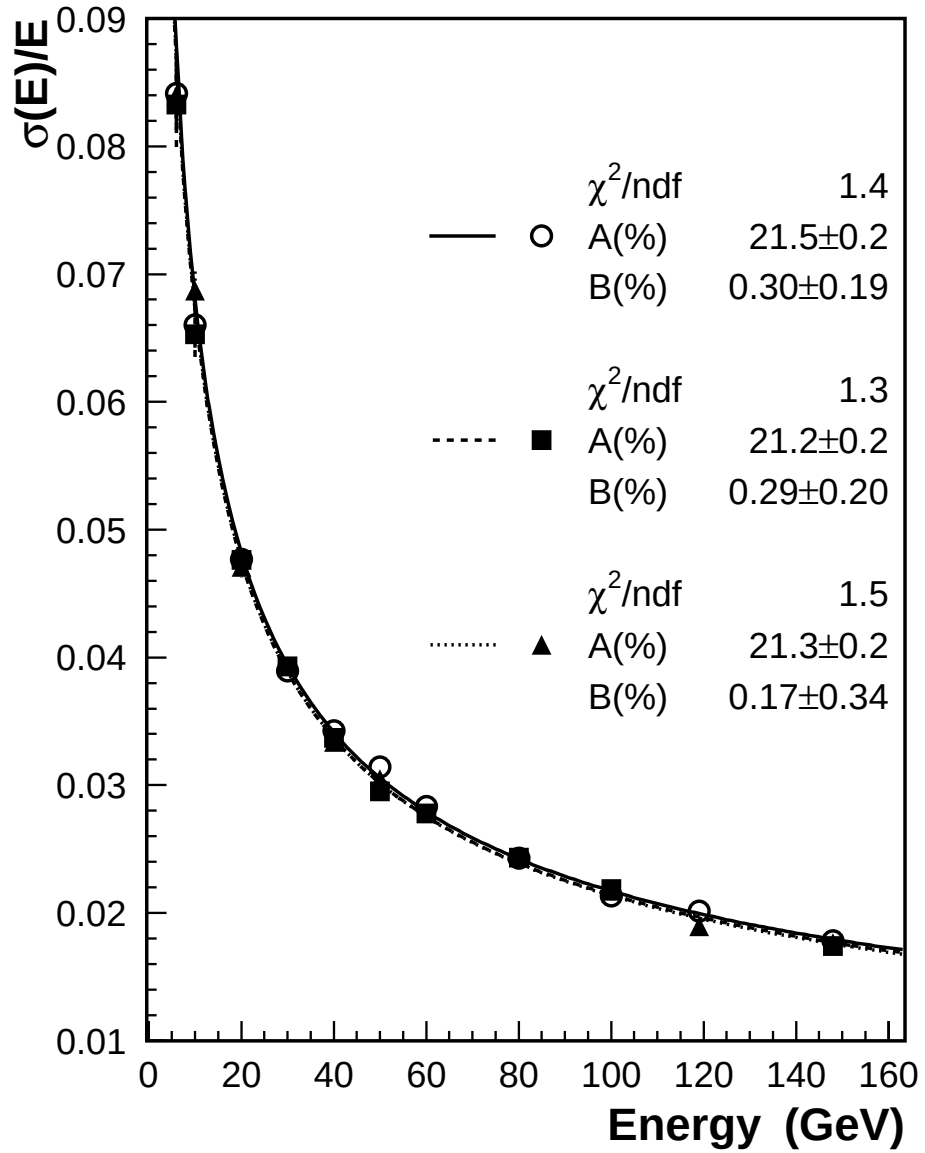


Abbildung 25: Energieauflösung des Elektronsignals an drei verschiedenen Auftreffpunkten des Teststrahls

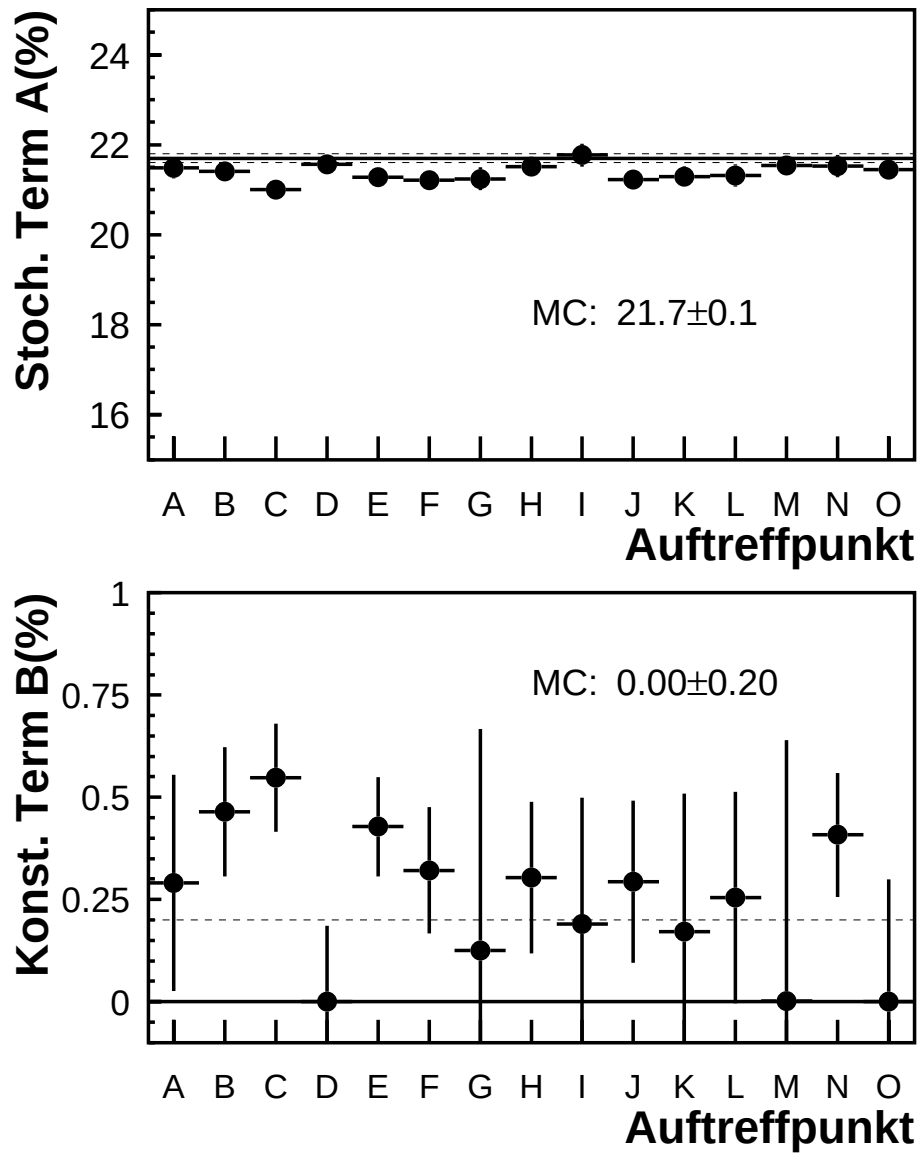


Abbildung 26: Stochastischer Term A und konstanter Term B aufgetragen in Abhängigkeit der zur Verfügung stehenden Auftreffpunkte des Teststrahls. Die Monte-Carlo Vorhersagen sind ebenfalls aufgetragen.

8.1.2 Die Homogenität des Kalorimeters

Neben der Energieauflösung ist die Homogenität des Kalorimeters eine wichtige Eigenschaft. Um sie zu analysieren, werden die Resultate bei verschiedenen Auftreffpunkten des Teststrahls miteinander verglichen. Eine geeignete Größe hierfür ist das Verhältnis der jeweiligen elektromagnetischen Kalibrationskonstanten α_{em} zur gemittelten elektromagnetischen Kalibrationskonstanten $\langle \alpha_{em} \rangle$. Abb. 27 zeigt das Resultat dieser Analyse. Typischerweise liegen die Werte in einem Bereich von $\pm 1\%$.

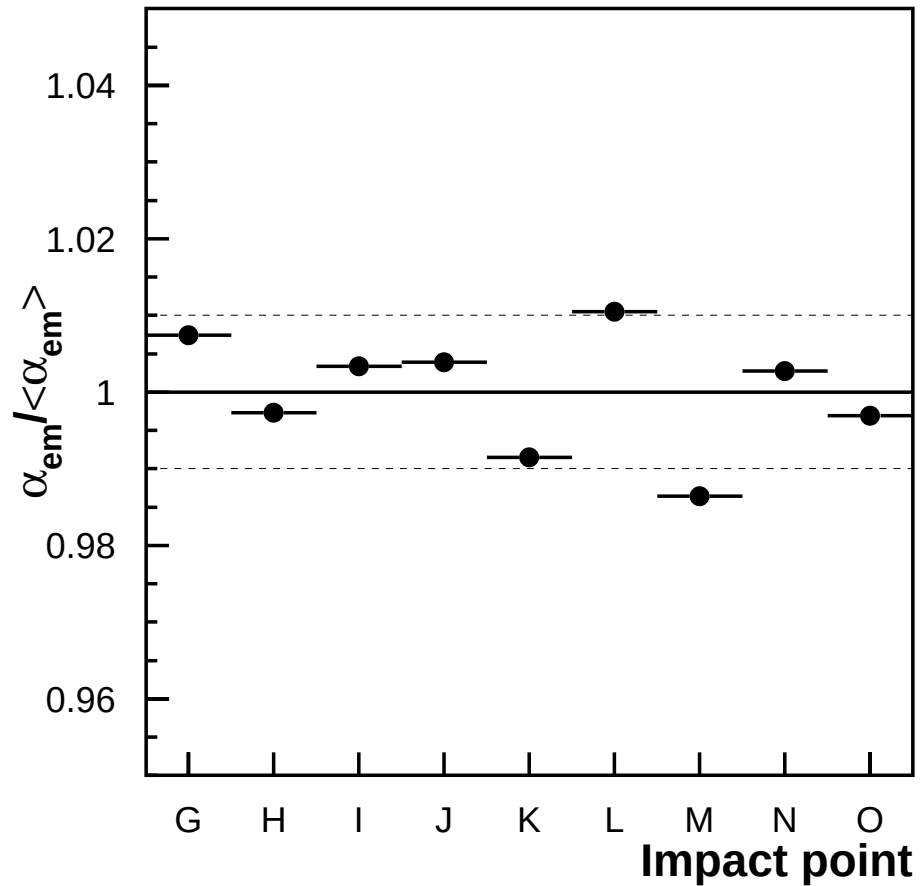


Abbildung 27: Homogenität des Kalorimetersignals bei Elektronen. Aufgetragen ist die elektromagnetische Kalibrationskonstante α_{em} im Verhältnis zur mittleren elektromagnetischen Kalibrationskonstanten $\langle \alpha_{em} \rangle$ in Abhängigkeit der zur Verfügung stehenden Auftreffpunkte des Teilchenstrahls

8.1.3 Die Linearität des Kalorimeters

Als letzter Punkt wird die Linearität des Kalorimeters analysiert. Zu diesem Zweck wird das Verhältnis aus rekonstruierter Energie zur Teststrahlenergie gebildet, wobei eine gemittelte elektromagnetische Kalibrationskonstante verwendet wurde.

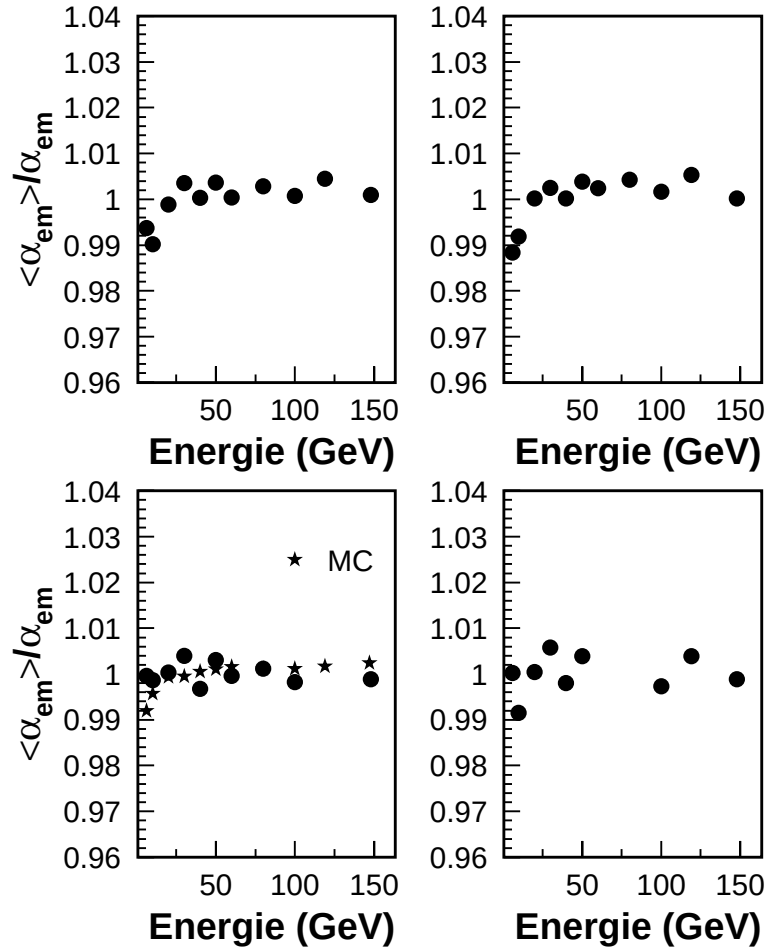


Abbildung 28: Linearität des Elektronsignals an vier verschiedenen Auftreffpunkten. Aufgetragen ist jeweils das Verhältnis der inversen elektromagnetischen Kalibrationskonstanten $1/\alpha_{em}$ relativ zu deren inversen Mittelwert.

In Abb. 28 ist das Verhältnis der inversen elektromagnetischen Kalibrationskonstanten relativ zur gemittelten inversen elektromagnetischen Kalibrationskonstanten für vier verschiedene Auftreffpunkte gezeigt. Bei einem Auftreffpunkt sind die Erwartungen aus der Monte-Carlo Simulation eingetragen. Das aufgetragene Verhältnis ist in einem Bereich von $\pm 1\%$ konstant. Der Verlauf besonders im niederenergetischen Bereich entspricht weitgehend der Monte-Carlo Vorhersage.

8.2 Analyse der Pionen

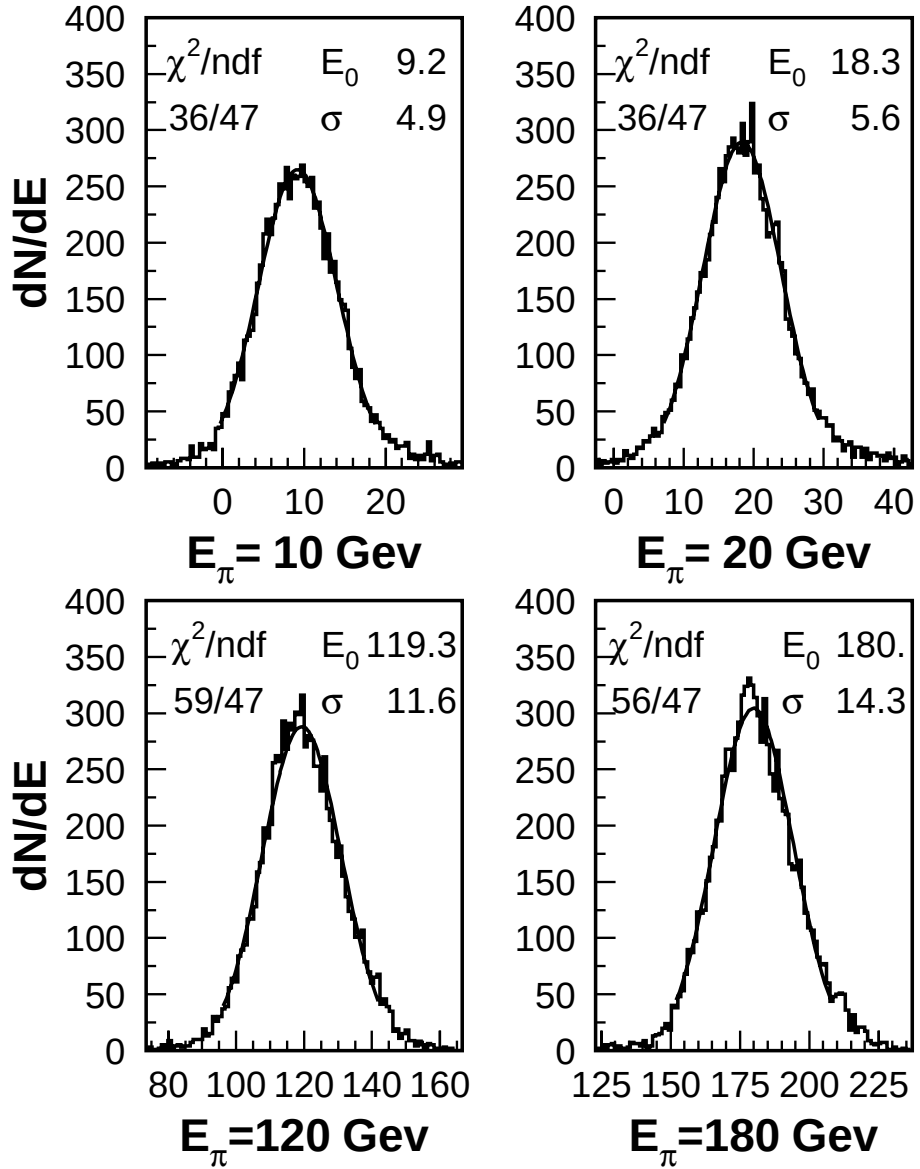


Abbildung 29: Gemessene Energieverteilungen bei Pionen für Teststrahlenergien von 10, 20, 120 und 180 GeV

Ebenso wie bei Elektronen wurden bei Pionen im Rahmen dieser Arbeit detaillierte Untersuchungen bei verschiedenen Teststrahlenergien und verschiedenen Auftreffpunkten durchgeführt.

Aufgrund der Größe des hadronischen Schauers, der durch die Pionen im Kalorimeter erzeugt wird, wurde eine Clustergröße von 50 bis 60 Auslesezellen gebildet. Die genaue Anzahl hängt von der Lage des Auftreffpunkts ab. Da das HEC-Kalorimeter ein nichtkompensierendes Kalorimeter ist (siehe Kap. 4.4), wurde diese Kalibrationskonstante α_π für jede Teststrahlenergie E_{Strahl}

neu bestimmt. Sie ist wie folgt definiert:

$$\alpha_{\pi}(E_{Strahl}) = \frac{E_{Strahl}}{I_{vis}} \left[\frac{\text{GeV}}{\text{nA}} \right] \quad (25)$$

In Abb. 29 sind die kalibrierten Energieverteilungen bei Teststrahlenergien von 10, 20, 120 und 180 GeV dargestellt. Um das Maximum und die Breite der Verteilung zu bestimmen, wird eine Gaußfunktion an die Verteilungen angepaßt. Die Gaußfunktion wird dabei in einem Bereich von $\pm 2\sigma$ relativ zum Maximum angepaßt. Die Resultate der Anpassungen sind ebenfalls mit aufgenommen.

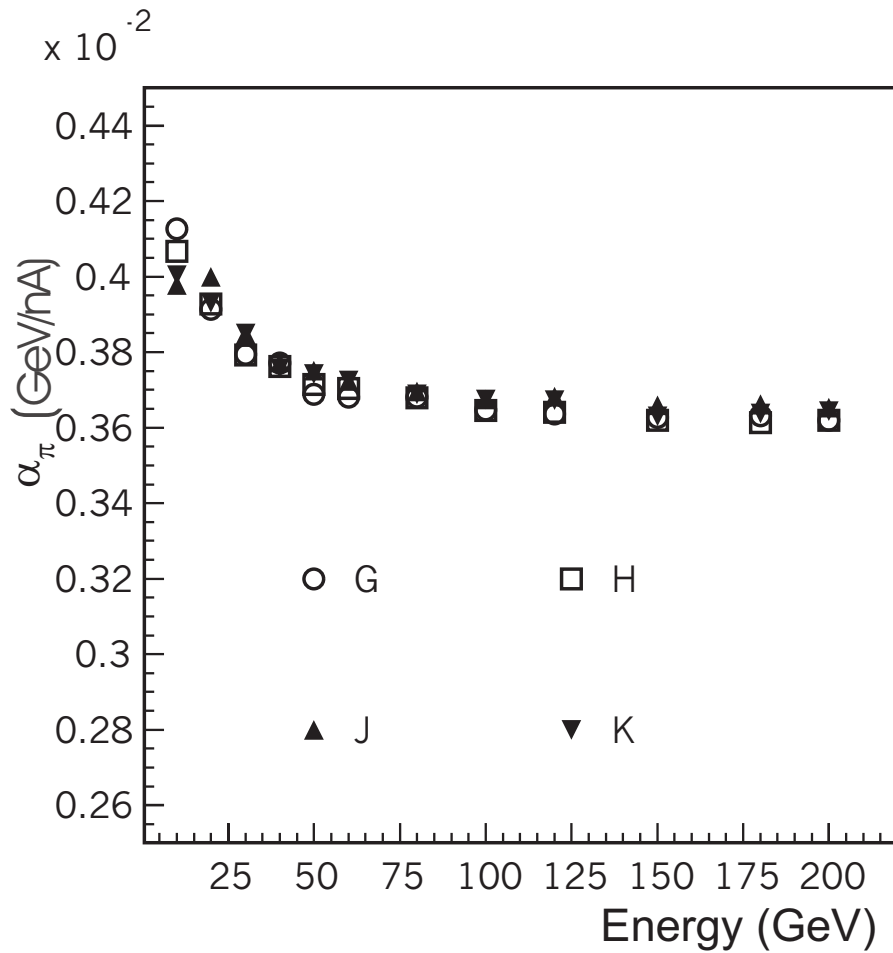


Abbildung 30: Kalibrationskonstante α_{π} für einen Teststrahl aus Pionen in Abhängigkeit der Teststrahlenergie für vier verschiedene Auftreffpunkte (G, H, J, K).

In Abb. 30 ist das Verhalten der Kalibrationskonstante α_{π} für verschiedene Teststrahlenergien und vier verschiedene Auftreffpunkte (G, H, J, K) dargestellt. Deutlich ist dort die Energieabhängigkeit des Verhältnisses von e/π zu erkennen.

8.2.1 Die Energieauflösung

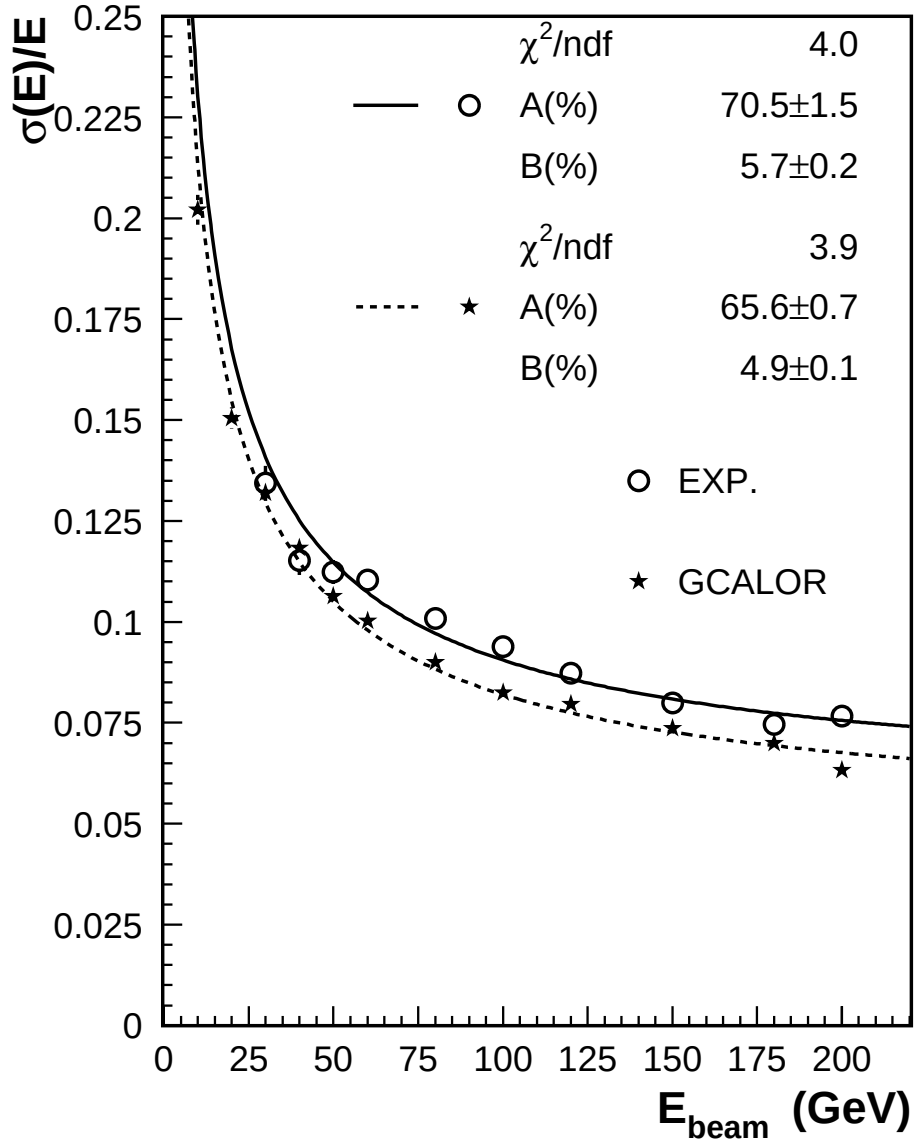


Abbildung 31: Energieauflösung für Pionen in Abhängigkeit der Teststrahlenergie. Aufgetragen ist das Resultat für den Auftreffpunkt J zusammen mit der Monte-Carlo Vorhersage mit GCALOR .

Die Energieauflösung für Pionen wurde ebenfalls wie bei Elektronen nach Gl. (16) parametrisiert. Zuvor wurde die Größe des Rauschens separat für jeden verwendeten Cluster und jede Teststrahlenergie bestimmt und von dem gemessenen σ quadratisch subtrahiert.

In Abb. 31 ist die Energieauflösung im Auftreffpunkt J dargestellt. Mit dargestellt sind die Resultate der Monte-Carlo Simulation unter Verwendung des Schauerpakets GCALOR. Die Linien spiegeln das Ergebnis der Anpassung an Meßdaten bzw. Simulationsdaten wieder. Für die Meßdaten erhält man einen

stochastischen Term von $A = (70.5 \pm 1.5) \cdot 10^{-2}$ und einen konstanten Term von $B = (5.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$. Die Untersuchungen mit den verschiedenen Schauerpaketen GFLUKA, GCALOR und GHEISHA hat ergeben, daß GCALOR die Meßdaten am besten beschreiben kann. Dennoch liefert GCALOR etwas günstigere Werte bei der Energieauflösung. Besonders deutlich wird dies am konstanten Term B . Hier liefert die Monte-Carlo Simulation einen Wert von $B = (4.9 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$.

8.2.2 Das Verhältnis e/h

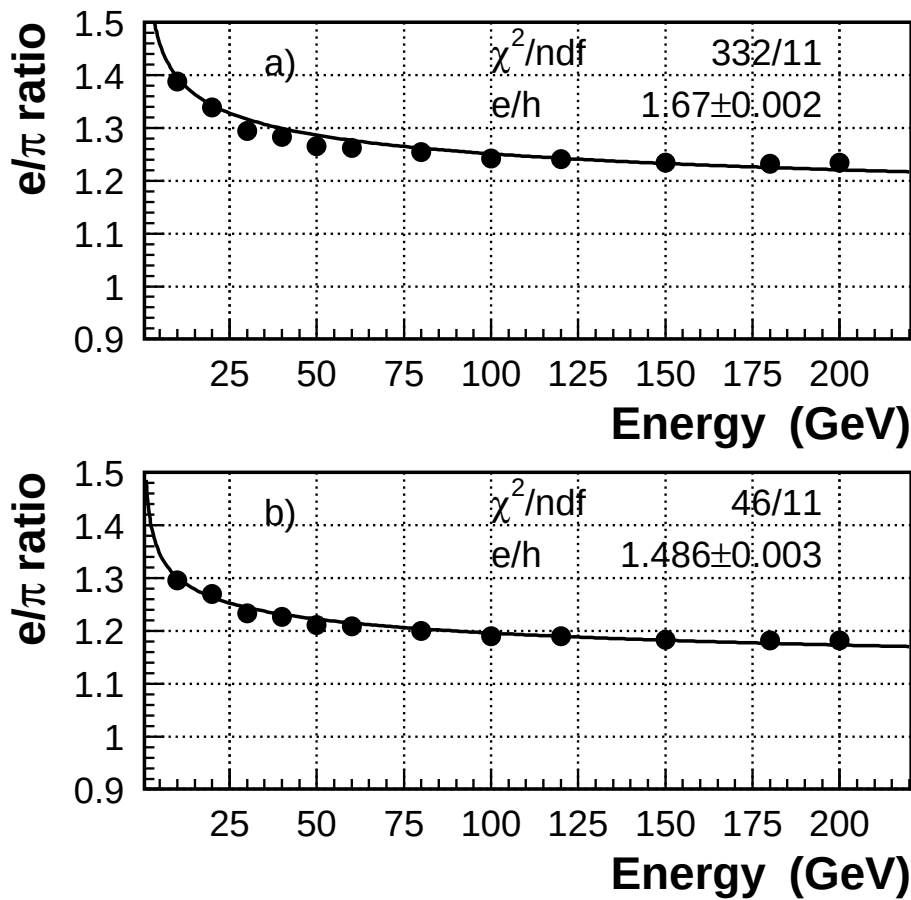


Abbildung 32: Energieabhängigkeit des e/h -Verhältnisses der gemessenen Daten vor (a) und nach (b) der Korrektur für Leakage. Die durchgezogene Linie zeigt das Resultat der e/h Anpassung [49].

Aus der Energieabhängigkeit des meßbaren e/π Verhältnisses kann das intrinsische e/h Verhältnis nach Gl. (19) bestimmt werden.

Die Abb. 32 zeigt die gemessenen e/π Verhältnisse vor der Leakagekorrektur (a) und nach der Leakagekorrektur (b). Das Resultat einer Anpassung gemäß Gl. (19) ist ebenfalls eingetragen. Vor der Leakagekorrektur erhält man einen

Wert von $e/h = 1.67 \pm 0.002$ bzw. nach der Leakagekorrektur einen Wert von $e/h = 1.486 \pm 0.003$.

8.2.3 Das Schauerprofil im Kalorimeter bei Pionen

Die Abb. 33 zeigt das longitudinale Schauerprofil. Dort ist die Energieabhängigkeit der mittleren im Kalorimeter deponierten Energie von der Teststrahlenergie aufgetragen, aufgeteilt nach den vier longitudinalen Sektionen. Zusätzlich sind die Resultate der Monte-Carlo Simulation mit dem GCALOR-Schauerpaket als offene Kreise eingetragen. Der mit der Teststrahlenergie steigende Energieanteil im vierten longitudinalen Segment ist deutlich zu beobachten. Die gemessenen Daten aus dem Kalorimetertest werden durch die Monte-Carlo Simulation gut beschrieben.

Beim lateralen Schauerprofil ist der Sachverhalt etwas komplizierter. Da die Granularität des Kalorimeters nicht fein genug ist, um eine direkte Messung des lateralen Schauerprofils zu ermöglichen, geht man stattdessen folgendermaßen vor: In einem longitudinalen Segment werden alle η -Auslesekanäle aufsummiert, die in ϕ übereinander bzw. untereinander liegen. Dies wird für alle vier longitudinalen Segmente wiederholt. Eine derartige Gruppierung der Zellen wird als ϕ -Tower bezeichnet. Betrachtet wird nun die mittlere deponierte Energie in einem bestimmten ϕ -Tower in Abhängigkeit der x -Position des Teststrahls. In Abb. 34 ist dieser Sachverhalt zusammen mit den Ergebnissen der Monte-Carlo Simulation für einen ϕ -Tower mit einer x -Position von $x = -25.5$ cm dargestellt. Wiederum sind die Ergebnisse für alle 4 longitudinalen Segmente aufgetragen. Die laterale Vergrößerung des hadronischen Schauers mit zunehmender Eindringtiefe ist deutlich zu erkennen. Bis auf die Enden der Verteilung zeigt die Monte-Carlo Simulation mit dem GCALOR-Schauerpaket gute Übereinstimmung mit den Kalorimetermessungen.

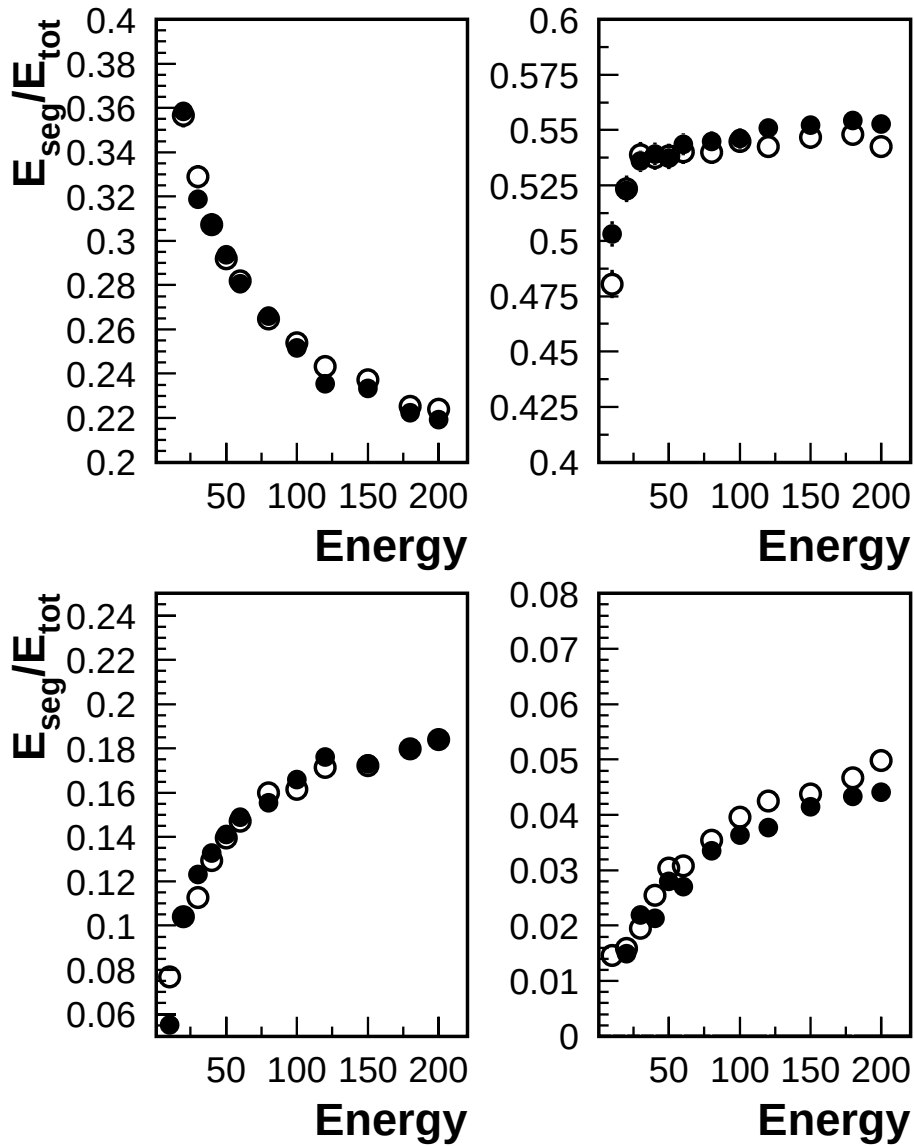


Abbildung 33: Pionen: Longitudinales Schauerprofil. Aufgetragen ist die Energieabhängigkeit der mittleren deponierten Energie im ersten (oben links), zweiten (oben rechts), dritten (unten links) und im vierten (unten rechts) longitudinalen Segment im Verhältnis zur gesamten rekonstruierten Energie. Aufgetragen sind die Meßwerte für einen bestimmten Auftreffpunkt zusammen mit den Resultaten der Monte-Carlo Simulation (GALOR: offene Kreise)

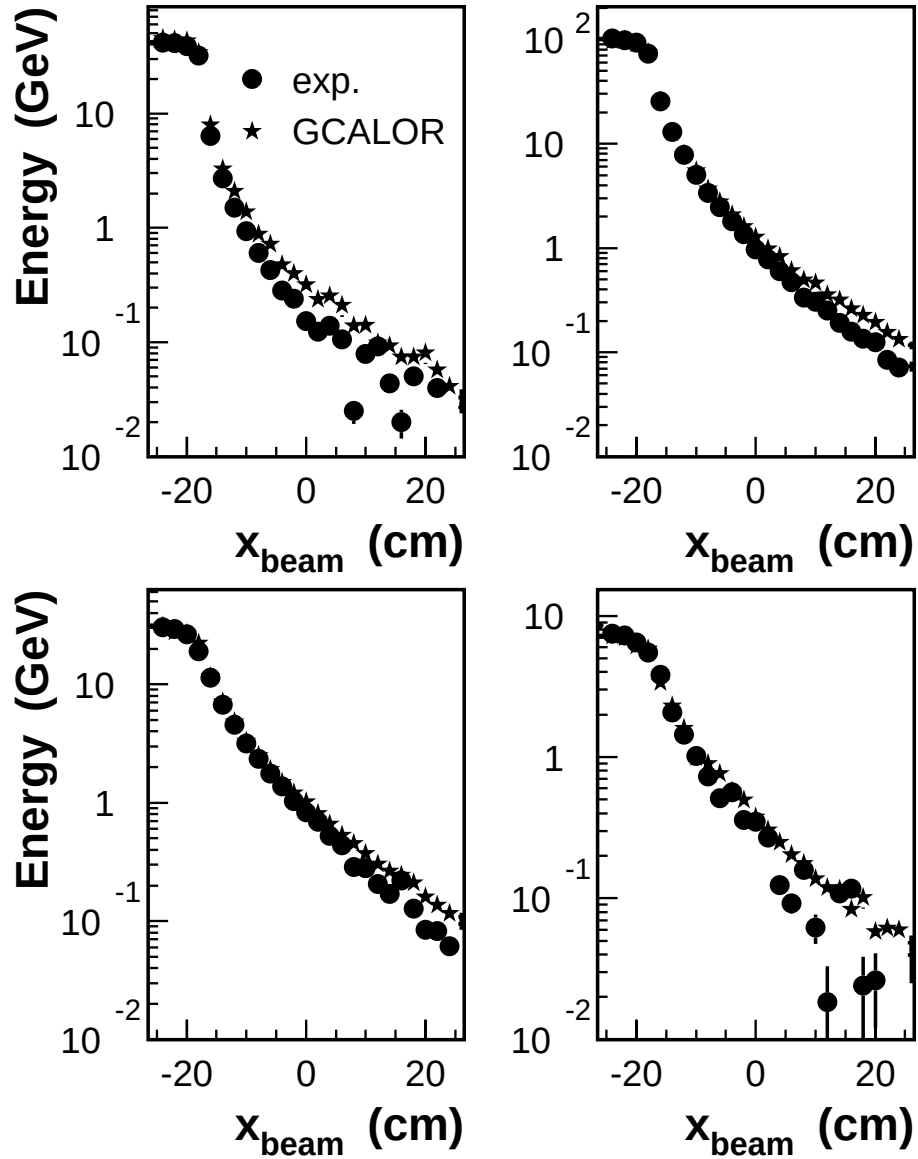


Abbildung 34: Pionen: Laterales Schauerprofil. Aufgetragen ist der mittlere Energieanteil in einem ϕ -Tower (mit $x = -25.5$ cm) in Abhängigkeit der x -Position des Auftreffpunkts im ersten (oben links), zweiten (oben rechts), dritten (unten links) und im vierten (unten rechts) longitudinalen Segment. Zusätzlich sind auch die Resultate der Monte-Carlo Simulation (GCALOR: Sterne) dargestellt.

8.3 Die Analyse der Myonen

Die Analyse der Kalorimetersignale bei Myonen im Teststrahl ist für die Eigenschaften des hadronischen Kalorimeters aus mehreren Gründen wichtig. Man kann zum einen das Verhalten des Kalorimeters studieren, wenn nur eine geringe Energie in den Auslesezellen deponiert wird. Zum anderen kann man nur mit Myonen die Homogenität der tieferen longitudinalen Segmente messen. In verschiedenen Teststrahlperioden wurden Myondatensätze bei Energien von 120, 150 und 180 GeV genommen. Der genaue Auftreffpunkt des Teststrahls wurde mit den Vieldrahtproportionalkammern gemessen. Da das Myon senkrecht auf die Frontfläche der Kalorimeter auftrifft, deponiert es in bis zu 6 Auslesezellen Energie. Dies ist im Gegensatz zu der ATLAS-Konfiguration mehr Zellen, da dort die Myonflugrichtung der η -Granularität des Kalorimeters entspricht und somit nur in 4 Auslesezellen Energie deponiert wird. Aus diesem Grund ist das gesamte Rauschniveau bei der Kalorimetermessung im Myonteststrahl etwas größer.

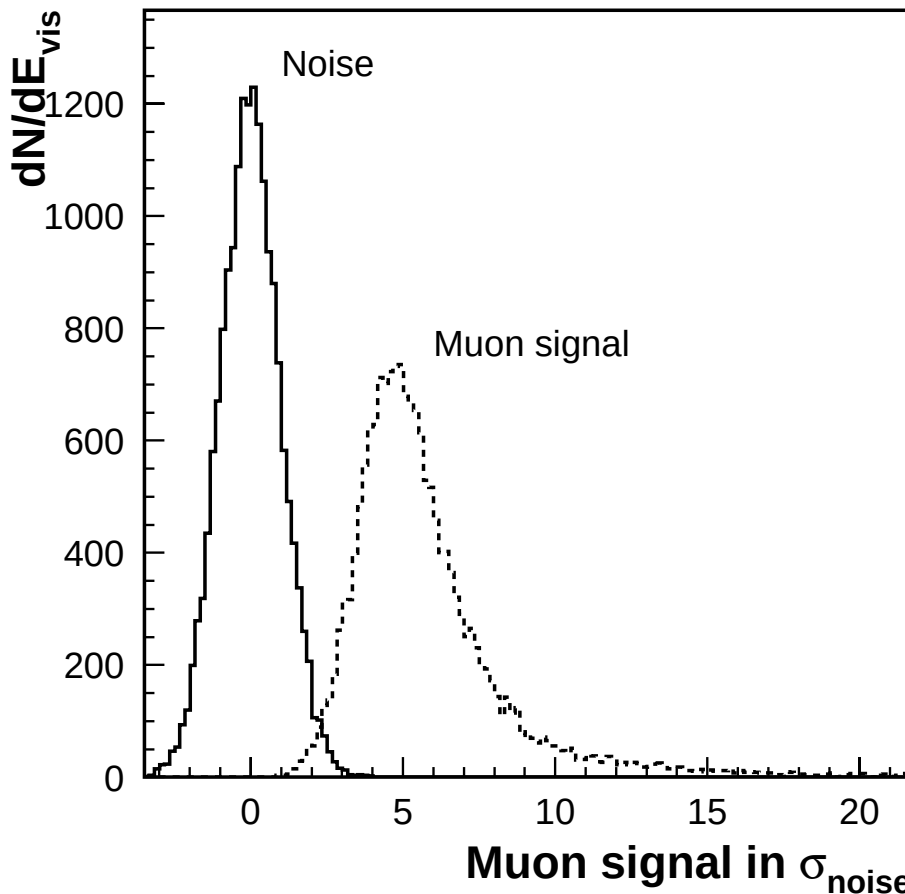


Abbildung 35: Vergleich zwischen rekonstruierter Myonenergie von Myonen mit 180 GeV und dem elektronischen Rauschen. Aufgetragen sind die Resultate in Einheiten von σ des Rauschens.

Abb. 35 zeigt das gemessene Myonsignal für Myonen von 180 GeV im Vergleich zur Größe des Rauschens. Das Myonsignal ist in Einheiten von σ_{noise} des Rauschsignals aufgetragen. Man kann erkennen, daß das Verhältnis aus Myonsignal und Rauschsignal bei ungefähr 5 liegt.

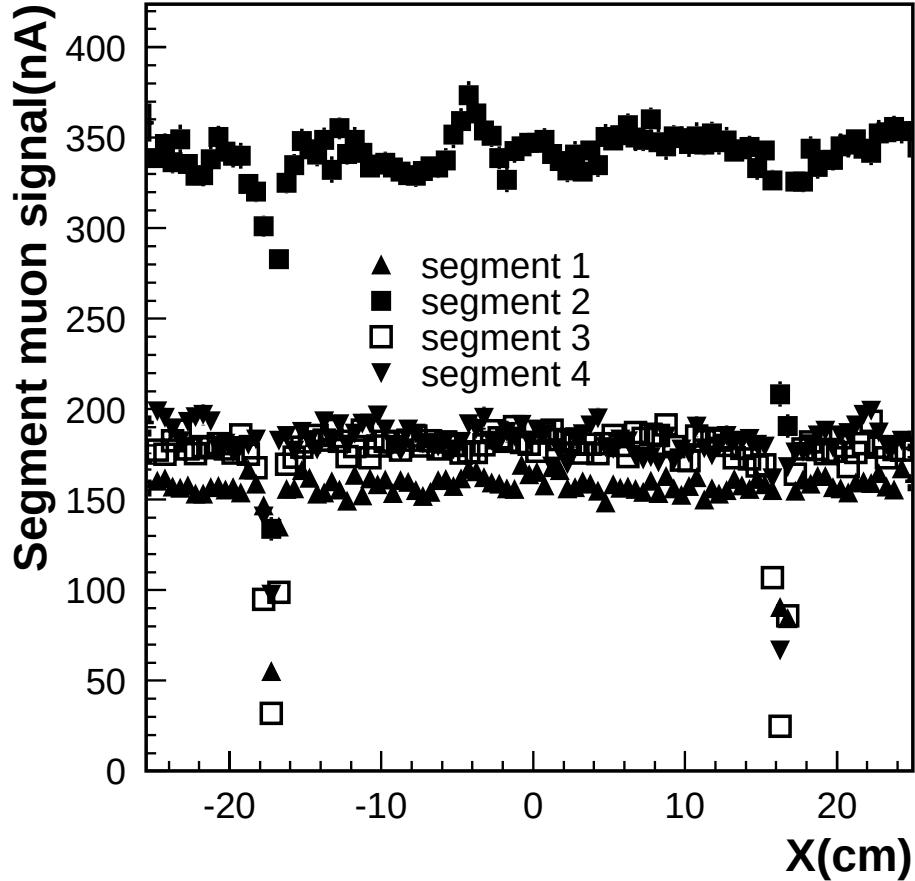


Abbildung 36: Horizontaler Scan mit Myonen mit einer Energie von 180 GeV über den gesamten mit dem Teststrahl zugänglichen Bereich. Die Signale aus den vier longitudinalen Segmenten sind separat aufgetragen.

Abb. 36 zeigt das Resultat eines horizontalen Scans mit 180 GeV Myonen über den gesamten zugänglichen Bereich. Deutlich sind die beiden Zwischenräume zwischen den Kalorimetermodulen erkennbar.

Die Signale der vier longitudinalen Segmente sind separat aufgetragen. Erkennbar ist, daß das zweite longitudinale Segment ein doppelt so großes Signal liefert wie die anderen longitudinalen Segmente. Im zweiten Segment werden im Gegensatz zu den anderen drei Segmenten sechzehn statt acht Ausleseebenen zusammengefaßt. Das Signal des ersten longitudinalen Segments ist im Vergleich zum dritten und vierten Segment etwas kleiner. Der Grund dafür ist, daß in diesem Bereich noch nicht alle produzierten γ 's konvertiert sind.

In Abb. 37 sind die gemessenen Myonsignale für den Übergangsbereich zwischen den Modulen genauer dargestellt. Eingezeichnet ist ein Gauß-Fit inner-

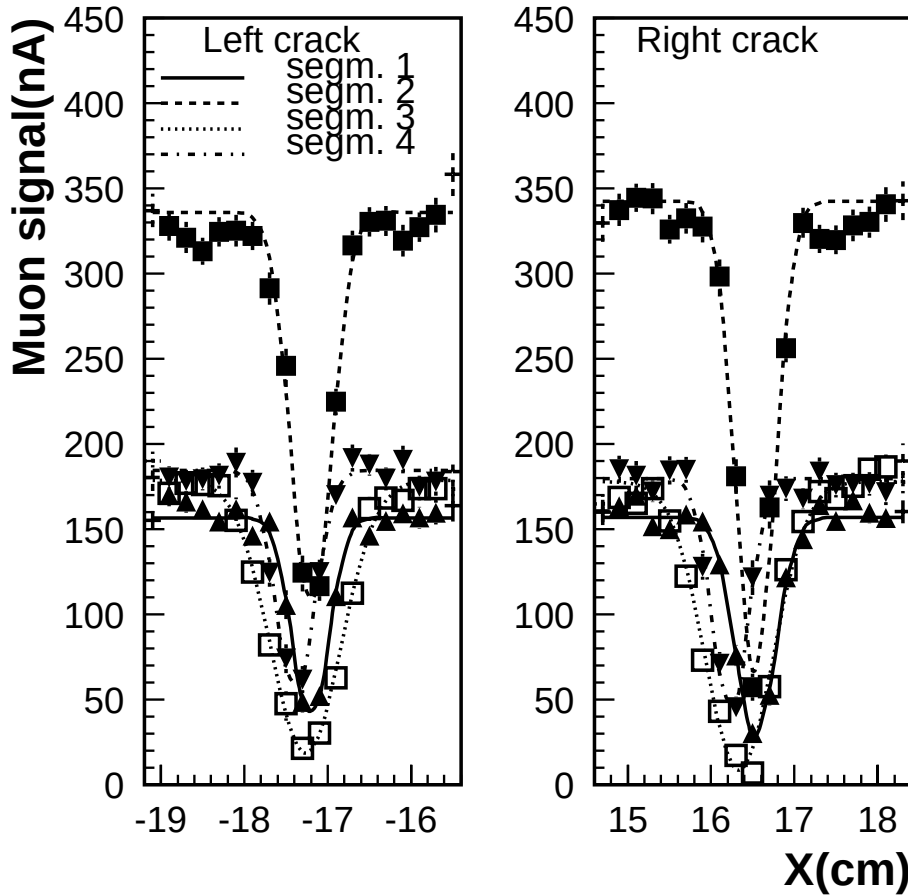


Abbildung 37: Horizontaler Scan mit Myonen bei einer Energie von 180 GeV. Aufgetragen ist das gemessene Signal in den Übergangsbereichen zwischen den drei Modulen.

halb der Übergangszone. Deutlich ist der Einbruch des Signals in allen vier longitudinalen Segmenten beobachtbar. Dieser Bereich erstreckt sich jeweils über etwa 1 cm.

Aus den gemessenen Daten kann das Verhältnis zwischen Elektron- und Myonensignal extrahiert werden. Für den wahrscheinlichsten Wert des Myonensignals erhält man für dieses Verhältnis einen Wert von 0.93 ± 0.02 für Myonen mit einer Energie von 150 GeV und 0.92 ± 0.02 für Myonen mit einer Energie von 180 GeV. Die Monte-Carlo Simulationen liefern eine Vorhersage für dieses Verhältnis von 0.91 ± 0.01 für 150 GeV Myonen bzw. 0.92 ± 0.01 für 180 GeV. Die Übereinstimmung mit der Monte-Carlo Simulation ist somit sehr gut.

Mit den gemessenen Daten läßt sich auch das Elektron-zu-MIP (Minimal Ionising Particle) Verhältnis analysieren. Dafür wurden Myonen mit einer Energie von 150 GeV verwendet und für die Analyse nur das erste und zweite longitudinale Segment (=HEC-1) herangezogen. Nur diese Segmente enthalten auch Elektronsignale. Es ergibt sich ein Elektron-zu-MIP Verhältnis von 0.99 ± 0.02 . Die Monte-Carlo Simulation liefert einen Wert von 0.94 ± 0.03 . Bei

einem abgeschätzten systematischen Fehler von ± 0.03 ist die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo Simulation auch in diesem Fall gut.

Der systematische Fehler wurde wie folgt bestimmt: Es wurden Signale mit verschiedenen Kalibrationsdatensätzen rekonstruiert. Weiterhin liegen Daten an verschiedenen Auftreffpunkten vor. Aus den minimalen und maximalen rekonstruierten Signalen wurde der systematische Fehler abgeschätzt.

9 Extrapolation der Kalorimetertestergebnisse auf die Bedingungen beim ATLAS-Detektor

Um die Ergebnisse des Kalorimetertests auf die Verhältnisse im ATLAS-Detektor zu übertragen, wurden im Rahmen dieser Arbeit mehrere Monte-Carlo Simulationen durchgeführt. Es wurde das GCALOR Schauerpaket verwendet, da es bei den Kalorimettermessungen im Teststrahl die beste Übereinstimmung lieferte.

Es wurden sowohl einzelne Pionen als auch ganze Jets in einem Energiebereich von 100 bis 1000 GeV generiert. Dabei wurde ein Produktionswinkel angelegt, der in das Zentrum der Endkappenregion zeigt ($|\eta| = 2.45$). Diese Ereignisse durchliefen die volle Simulation. Die Energierekonstruktion wurde auf der hadronischen Skala durchgeführt. Die Energieauflösung wurde anschließend mit der Gl. (16) parametrisiert und der stochastische Term A bzw. der konstante Term B bestimmt.

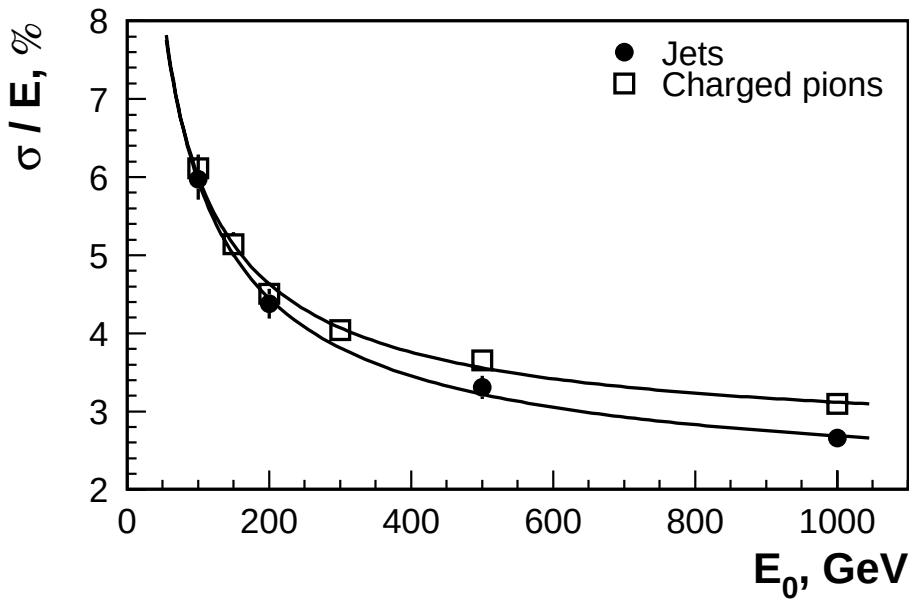


Abbildung 38: Energieabhängigkeit der Energieauflösung für Jets und einzelnen geladenen Pionen bei $|\eta| = 2.45$. Die Linien geben die Resultate der Fits wieder.

In Abb. 38 ist die Energieauflösung für einzelne geladene Pionen und Jets dargestellt. Für geladenen Pionen ergibt sich ein stochastischer Term von $A = (54 \pm 2) \cdot 10^{-2}$ und ein konstanter Term von $B = (2.6 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$.

Die Ergebnisse sind etwas besser als bei den Kalorimettermessungen im Teststrahl, da beim ATLAS-Detektor vor dem hadronischen ein elektromagnetisches Kalorimeter vorgelagert ist. Die elektromagnetische Komponente wird dort mit einer Energieauflösung von typischerweise $10\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ gemessen. Die Analyse der Energieauflösung für Jets ergibt einen stochastischen Term von $A = (56 \pm 3) \cdot 10^{-2}$ und einen konstanten Term von $B = (2.0 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$.

Die Ergebnisse charakterisieren die intrinsischen Eigenschaften der ATLAS-Kalorimeter in der Endkappenregion.

Mit Hilfe der detaillierten Simulation wurden auch andere Zerfallskanäle (WH , $H \rightarrow b\bar{b}$ und $A \rightarrow \tau\tau$) genau untersucht. Dabei wurde besonderer Wert auf die Effizienz bei der Jet-Rekonstruktion und der Massenauflösung gelegt.

Die Ergebnisse der detaillierten Simulation wurden mit ATLFAST verglichen, einer schnellen Simulation, die die unterschiedlichen Eigenschaften der verschiedenen Detektoren parametrisiert. Beide Varianten zeigen eine gute Übereinstimmung [54]. Eine genaue Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise von ATLFAST folgt in Kapitel 10.

Die in ATLFAST verwendeten Auflösungsfunktionen sind also weitgehend durch Messungen an Teststrahlen untermauert und somit kann ATLFAST verwendet werden, um wie im Rahmen dieser Arbeit eine Massenanalyse des t -Quarks durchzuführen.

10 Die schnelle Detektorsimulation ATLFast

In diesem Kapitel wird die Simulation des ATLAS-Detektors beschrieben. Es wird auf die Selektionskriterien der Ereignisse und die Rekonstruktion der Jets eingegangen. Danach folgt eine Beschreibung der notwendigen Korrekturen. ATLFast ist eine schnelle vereinfachte Simulation des ATLAS-Detektors. Eine detaillierte Simulation ist zu langsam, um die notwendige hohe Statistik in vernünftiger Zeit zu erreichen.

Der wesentlichere Aspekt des ATLFast-Programmes [54] ist, daß eine Parametrisierung der Energie- und Ortsauflösung der einzelnen Detektorkomponenten implementiert ist. Darauf aufbauend können verschiedene Jetrekonstruktionsalgorithmen angewendet werden. Zudem bildet ATLFast ein Interface zu verschiedenen Monte-Carlo-Generatoren.

Für die Generierung der Ereignisse wurde im Rahmen dieser Arbeit PYTHIA [55, 56] in der Programmversion 6.114 verwendet. Sämtliche Untergrundprozesse mit Ausnahme von $Wb\bar{b}$ wurden ebenfalls mit PYTHIA simuliert. $Wb\bar{b}$ wurde mit HERWIG [57] simuliert, da dort das korrekte Matrixelement für diesen Prozeß implementiert ist [58].

10.1 Parametrisierung der Detektoren

10.1.1 Das Kalorimetersystem

In ATLFast wird eine η Granularität von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ in einem Bereich von $|\eta| < 3.2$ verwendet, bzw. 0.2×0.2 im Bereich von $3.2 < |\eta| < 5.0$. Dies entspricht weitgehend den realen Granularitäten der Kalorimeterzellen im ATLAS-Detektor.

Für die Energieauflösung von Jets wird folgende Parametrisierung angenommen [54]:

$$\sigma = \frac{\delta E}{E} = \frac{0.50}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus 0.03 \quad \text{für } |\eta| < 3 \quad (26)$$

$$\sigma = \frac{\delta E}{E} = \frac{1.00}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus 0.07 \quad \text{für } |\eta| > 3 \quad (27)$$

Diese Parametrisierung steht im Einklang mit den Kalorimetermessungen, die mit Teststrahlen durchgeführt wurden (siehe Kap. 8) und mit detaillierten Simulationen mit Jets (siehe Kap. 9).

10.1.2 Der Myondetektor

Isolierte Myonen werden mit ATLFast folgendermaßen bestimmt:

Die Impulsauflösung σ_μ des Myondetektorsystems ist als Funktion des transversalen Impulses p_T , des azimuthalen Winkels ϕ und der Pseudorapidität $|\eta|$ parametrisiert [54, 59, 60]. Der generierte Myonimpuls wird gemäß Gl. (28)

verschmiert [54]:

$$p_{smeared}^{\mu} = \frac{p_{true}^{\mu}}{1 + \sigma_{\mu}} \quad (28)$$

Bei der Rekonstruktion eines *isolierten* Myons werden mehrere Selektionskriterien angewendet:

- $p_{\mu}^T > 6 \text{ GeV}/c$
- $|\eta|_{\mu} < 2.5$
- Das Myon ist von einem kalorimetrischen Cluster weiter als $\Delta R > 0.4$ entfernt (Definition von ΔR aus Gl. (29)).

Die isolierten Myonen stehen für die spätere Analyse zur Verfügung.

10.2 Triggereinstellung der Simulation

Im Rahmen dieser Arbeit wurden folgende Triggereinstellungen angenommen: mindestens ein Jet tritt auf, oder ein Myon mit $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ wird registriert.

10.3 Rekonstruktion der Jets

10.3.1 Der Cone-Algorithmus

Die Jets werden im Rahmen dieser Arbeit mit dem sog. Cone-Algorithmus (Cone = Konus) rekonstruiert. Ausgangspunkt ist die Energie, die ein Teilchen oder Jet in einer Zelle deponiert hat. Wie bereits in Kapitel 10.1 beschrieben, ist der Detektor in einzelne η , ϕ Auslesezellen unterteilt. Es wird nun die transversale Energie E_{T_i} aller Teilchen, die in eine Zelle gelangen, aufsummiert. Somit erhält man für jede Zelle einen bestimmten Wert für die transversale Energie. Für den weiteren Schritt werden nur solche Zellen betrachtet, deren transversale Energie oberhalb einer definierten Schwelle liegen (aktive Zellen). Unter diesen aktiven Zellen wird die mit größter transversaler Energie als möglicher Kandidat für einen Jet-Initiator herausgegriffen. Nun werden die transversalen Energien aller aktiven Zellen aufsummiert, die in einem Radius ΔR um die Jet-Initiatorzelle liegen, wobei ΔR definiert ist als:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (29)$$

Die so gewonnene Zellgruppe wird als Cluster bezeichnet. Er wird akzeptiert, falls seine transversale Energie oberhalb einer definierten Schwelle liegt. Die im Cluster verwendeten Zellen werden aus der Liste der aktiven Zellen gestrichen. Mit den verbleibenden aktiven Zellen wird in gleicher Weise verfahren (iterativer Prozeß).

Um den resultierenden η - bzw. ϕ -Wert eines Clusters zu ermitteln, berechnet man das mit E_T gewichtete Mittel aller im Cluster enthaltenen Zellen. Am

Ende dieses Iterationsprozesses erhält man eine Liste von Clustern mit den zugehörigen Werten für E_T , η und ϕ .

Mit Hilfe der Gl. (30) bis (33) läßt sich für jeden dieser Cluster $p_{x,clus}$, $p_{y,clus}$, $p_{z,clus}$, E_{clus} bei Vernachlässigung der Ruhemasse ($m_{cluster} = 0$) berechnen.

Um die Detektorauflösung zu simulieren, werden die Impuls- und Energiekomponenten des Clusters innerhalb des ATLFAST-Programms mit der Auflösungsfunktion aus Gl. (26) bzw. (27) verschmiert.

$$p_{x,clus} = E_{t,clus} \cdot \cos \phi_{clus} \quad (30)$$

$$p_{y,clus} = E_{t,clus} \cdot \sin \phi_{clus} \quad (31)$$

$$p_{z,clus} = E_{t,clus} \cdot \cosh \eta_{clus} \quad (32)$$

$$E_{clus} = E_{t,clus} \cdot \sinh \eta_{clus} \quad (33)$$

Die transversale Energie nicht isolierter Myonen wird ebenfalls zum entsprechenden Cluster hinzugefügt.

Liegt nun die transversale Energie E_T eines Clusters über einer festgelegten Schwelle, definiert man diesen Cluster als Jet und somit steht er für die weitere Analyse zur Verfügung. Auf diese Weise wird auch mit den verbleibenden Clustern verfahren. Somit erhält man eine Liste von Jets für jedes Ereignis.

10.3.2 b -tagging Algorithmus

Als nächstes wird die Methodik beschrieben, mit der im Rahmen dieser Arbeit die sog. b -Jets bestimmt und zugeordnet werden. Grundlage für den hier verwendeten b -tagging Algorithmus ist die lange Lebenszeit der B -Hadronen. Von allen erzeugten B -Hadronen wird deren Abstand zum primären Vertex berechnet. Somit erhält man mögliche Kandidaten für Sekundärvertices. Unter diesen Kandidaten werden die zwei herausgegriffen, die am weitesten vom primären Vertex entfernt sind. Diese definieren die zwei Sekundärvertices für die weitere Analyse.

Zum eigentlichen b -tagging, also der Zuordnung eines Jets als b -Jet, berechnet man die transversalen Abstände der Sekundärvertices zu den einzelnen Jet-Achsen. Ist dieser minimale Abstand unterhalb einer festgelegten Schwelle, wird dies als erfolgreiche Zuordnung gewertet. Dieser Jet ist somit als b -Jet akzeptiert und steht für die weitere Analyse zur Verfügung. Die festgelegte Schwelle ist Teil der Selektionskriterien eines Ereignisses.

Nachdem nun die Unterscheidung zwischen b -Jets und den restlichen Jets möglich ist, muß deren Energie kalibriert werden.

10.4 Jetkalibrierung

Durch die Jet-Rekonstruktion mit Hilfe des Cone-Algorithmus (siehe Kapitel 10.3.1) besitzt der Jet nicht die gesamte Energie der zugehörigen Teilchen. Je nach gewählter Größe des Konus verliert man mehr oder weniger Energie,

da Teile des Jets nicht mehr im Konus enthalten sind. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Analyse wurden Konusgrößen von $\Delta R = 0.3, 0.4, 0.5$ untersucht. Dabei wurde die gesamte Analyse mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ durchgeführt. Die verbleibenden zwei Konusgrößen fließen in die Abschätzung der systematischen Fehler ein.

Bei der Bestimmung der Kalibrationsfunktion werden die Jets in b -Jets und leichte Jets unterteilt. Damit wird deren unterschiedlicher Struktur Rechnung getragen. Desweiteren werden die Jets zusätzlich anhand verschiedener p_T -Intervalle sortiert. Innerhalb dieser Intervalle wird nun das Verhältnis $p_T^{\text{parton}}/p_T^{\text{jet}}$ gebildet. p_T^{parton} bezeichnet den transversalen Impuls des Partons (Quarks), das den Jet ursprünglich durch Hadronisierung ausgelöst hat. An diese Verteilung wird eine Gaußfunktion angepaßt. Somit erhält man für jedes p_T -Intervall den wahrscheinlichsten Kalibrationsfaktor. Aus diesen Faktoren läßt sich nun eine p_T -abhängige Kalibrationsfunktion ermitteln. Die Kalibrationsfunktion wird im Rahmen dieser Arbeit folgendermaßen parametrisiert:

$$c_{jet \rightarrow parton} = \left(\left(\frac{A}{p_T} \right)^2 + \frac{B}{p_T} + C \cdot p_T + D \cdot p_T^2 + 1 \right) \cdot p_T \quad (34)$$

$$E_{jet,cal} = c_{jet \rightarrow parton} \cdot E_{jet,uncal} \quad (35)$$

Auf diese Weise ist für b -Jets und leichte Jets ein Satz von je vier Parametern bestimmt worden. Diese werden, wie in Gl. (35) beschrieben, auf die selektierten Jets angewendet.

Es bleibt noch die Frage zu klären, welche Jets für die Berechnung der Kalibrationsfunktion herangezogen werden. Als Analyseprozeß dient der $t\bar{t}$ -Prozeß, wobei nun die Generatorinformation direkt herangezogen wird. Somit ist die genaue Richtung und Energie der im harten Streuprozess beteiligten Quarks bekannt. Es werden alle Kombinationen von Quarks und selektierten Jets gebildet und der jeweilige Abstand in ΔR berechnet. Die Kombination mit dem jeweils kleinsten Abstand wird als richtige Korrelation gewertet. Der ideale Abstand ΔR zwischen selektiertem Jet und Generatorquark wurde ebenfalls untersucht. Wählt man diesen Abstand sehr klein, werden nur Jets zur Kalibrationskonstantenbestimmung herangezogen, die nicht viel Energie durch Abstrahlung verloren haben. Da diese Konstanten dann aber auf alle Jets angewendet werden, hat man insgesamt für den größten Teil der Jets eine zu kleine Kalibrationskonstante und somit auch eine zu kleine rekonstruierte Jet-Energie. Wählt man hingegen den Abstand ΔR zu groß, kann man keine eindeutige Zuordnung zwischen Jet und Generatorquark mehr treffen. Dadurch können falsche Jets zur Bestimmung der Kalibrationsfunktion ausgewählt werden, die dadurch das Ergebnis beeinträchtigen. Für die Analyse wurde im Rahmen dieser Arbeit aus obigen Gründen eine Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ verwendet.

Eine weitere mögliche Beeinträchtigung der Kalibrationsfunktion wird durch Jets verursacht, die durch harte Gluonabstrahlung entstehen. Sollten diese Jets nahe an Jets liegen, die durch Quarks ausgelöst wurden, werden solche Ereignisse durch die Vorselektion aufgrund der Anzahl der Jets verworfen.

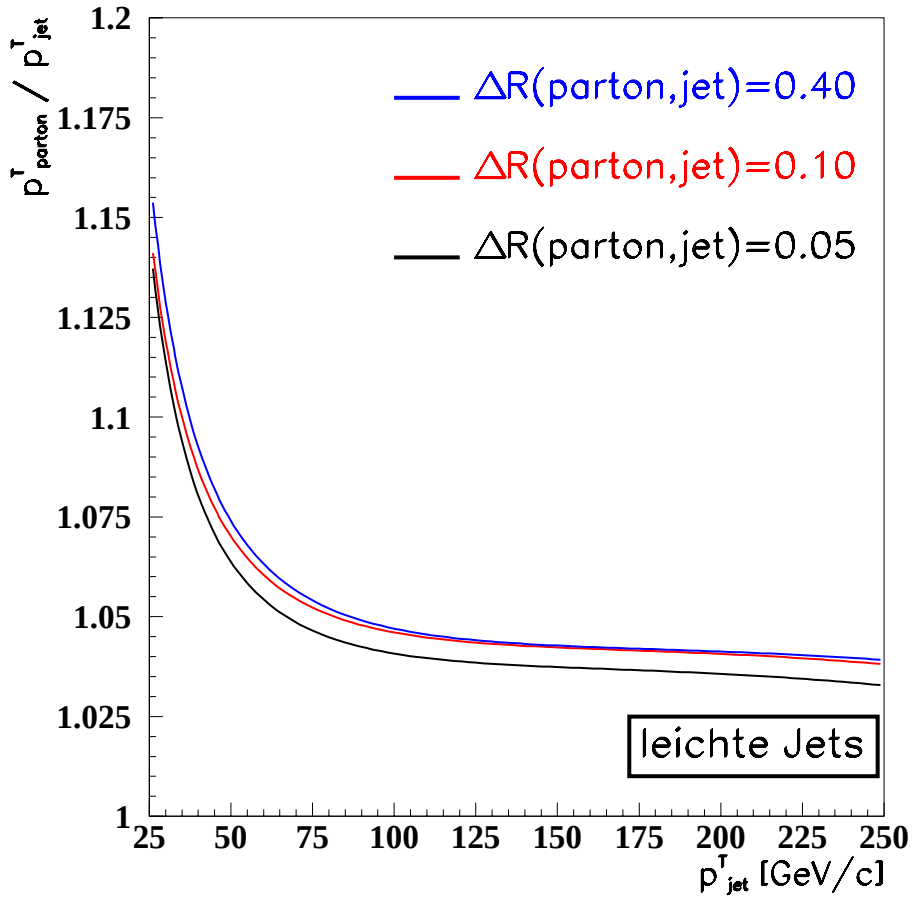


Abbildung 39: Kalibrationsfunktionen in Abhängigkeit von ΔR zwischen generiertem Quark und selektiertem Jet für leichte Jets. Es wurde die Kalibrationsfunktion mit $\Delta R = 0.4$ für die Analyse verwendet.

In Abb. 39 bzw. 40 sind die Kalibrationsfunktionen dargestellt. Die ΔR -Werte sind dabei: 0.05, 0.10 und 0.40. Es ist eine Jet-Konusgröße von 0.4 verwendet worden. Aufgrund der Fluktuationen kann die Jet-Energie damit nur im Mittel korrigiert werden.

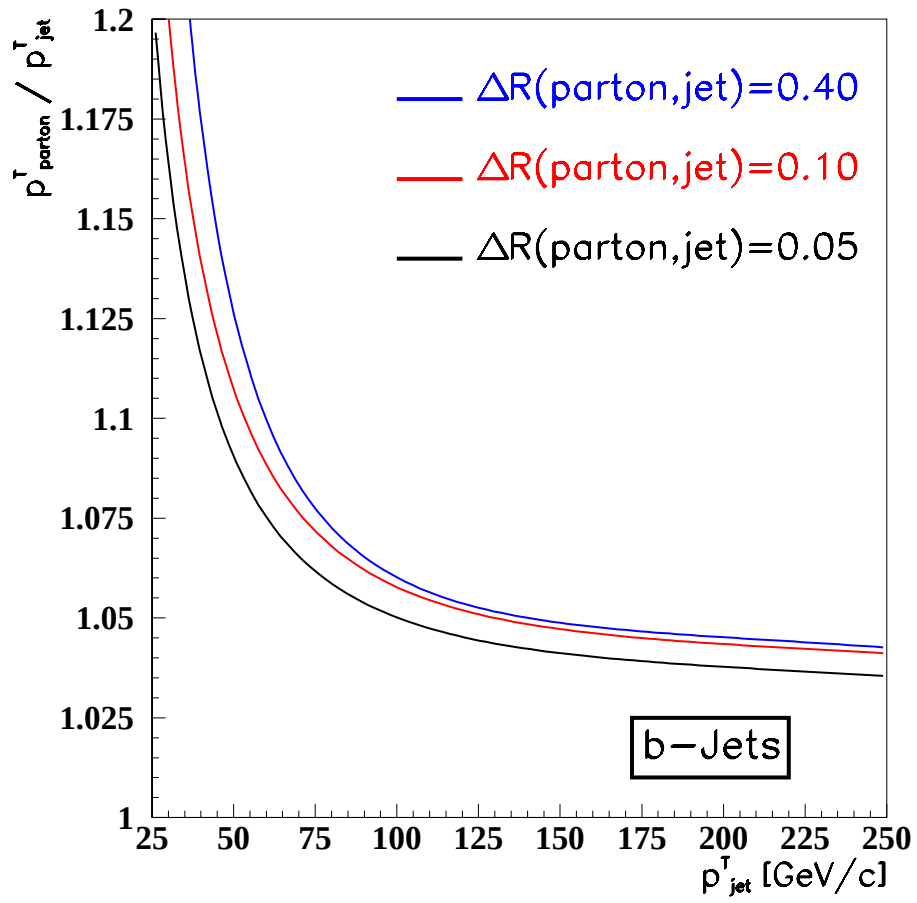


Abbildung 40: Kalibrationsfunktionen in Abhängigkeit von ΔR zwischen generiertem Quark und selektiertem Jet für b -Jets. Es wurde die Kalibrationsfunktion mit $\Delta R = 0.4$ für die Analyse verwendet.

10.5 Selektion der t -Quark Ereignisse

Um die Masse des t -Quarks mit möglichst hoher Auflösung zu bestimmen und den Untergrund zu eliminieren, müssen die Ereignisse bestimmten Bedingungen genügen. Dazu wird im Rahmen dieser Arbeit eine Selektion gewählt, die zugeschnitten ist auf den semileptonischen Zerfallskanal unter Beteiligung eines Myons, dessen Feynman-Diagramme in Abb. 41 a) bzw. b) dargestellt sind.

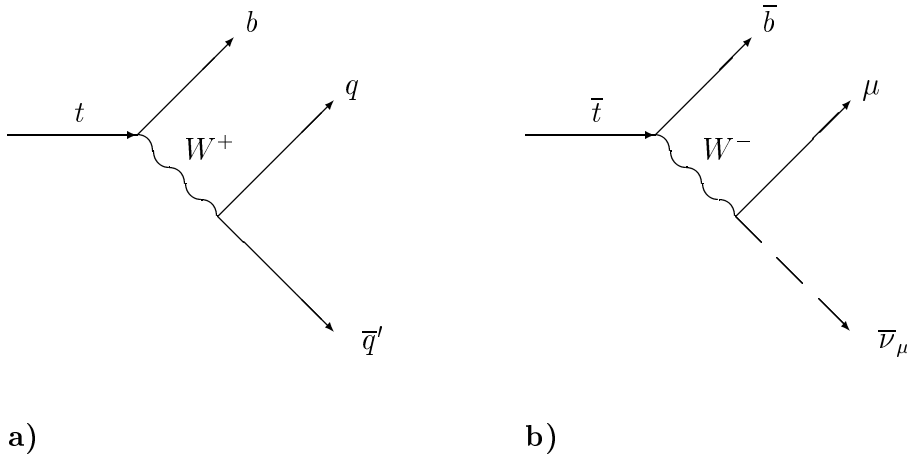


Abbildung 41: Feynman-Diagramme des nach Gl. (37) und (38) analysierten Zerfalls des t -Quarks a) bzw. des $\bar{t}$ -Quarks b)

Ziel der Selektion ist es ein Myon, 2 b -Jets, 2 Jets und ein Neutrino zu erhalten. Um ein Überlappen der Teilchenjets zu vermeiden, wird die Selektion in zwei Stufen durchgeführt.

In der ersten Stufe werden die Jets mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.2$ rekonstruiert. Auf diese Jets werden nun folgende Schnitte (S 1)+(S 2) angewendet:

- (S 1) Die Anzahl der Jets muß $n_{jet} \geq 4$ sein und
- (S 2) der Abstand zweier benachbarter Jets muß größer als $\Delta R_{jet,jet} > 1.0$ sein.

Dadurch werden Ereignisse verworfen, deren Jets eine Substruktur (z.B. durch Gluonabstrahlung) aufweisen, die mit einer größeren Konusgröße nicht zum Vorschein getreten wären. Bei der größeren Konusgröße wäre nur ein Jet rekonstruiert worden. Dieser bekäme anschließend eine falsche Energiekalibrierung, da er Teilchen anderen Ursprungs enthält.

In der zweiten Stufe werden die Jets mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ rekonstruiert und die folgenden Schnitte (S 3) bis (S 10) angewendet:

- (S 3) Anzahl der Jets $n_{jet} \geq 4$.
- (S 4) $\Delta R_{jet,jet} > 1$. Damit wird eine klare Separation der Jets gewährleistet.

- (S 5) $E_{mis}^T > 30$ GeV. Dadurch werden Ereignisse mit Neutrinos selektiert.
- (S 6) Anzahl der isolierten Myonen $1 \leq n_\mu \leq 2$. Somit wird auch der mögliche leptonische Zerfall der entstehenden B-Hadronen mit berücksichtigt. Da bei diesem Zerfall ebenfalls ein Myon entstehen kann, würde das Ereignis verworfen werden, falls nur ein Myon gefordert wird.
- (S 7) $|\eta_{max,jet}| < 3$. Dies entspricht in etwa der Akzeptanz der Kalorimeter für rekonstruierte Jets .
- (S 8) $p_{t,min,jet} > 20$ GeV/c
- (S 9) Ein b -tagging Schema, das auf der Lebensdauer der B-Hadronen beruht, wird verwendet (siehe Kapitel 10.3.2).
- (S 10) W -Massenbereich: $60 \text{ GeV}/c^2 < m_{jj} < 100 \text{ GeV}/c^2$. Aus den restlichen Jets, die nicht durch die Selektion (S 9) als b -Jets erkannt worden sind, werden invariante Massen je zweier Jets gebildet. Es werden die beiden Jets selektiert, deren invariante Masse am nächsten bei $80.43 \text{ GeV}/c^2$ liegt.

Diese selektierten Ereignisse stehen dann für die Kalibration und für die weitere Analyse zur Verfügung.

10.6 Standardanalyse

Im Rahmen dieser Arbeit wird in der Standardanalyse die Masse des t -Quarks aus dem hadronischen Zerfall des t -Quarks rekonstruiert. Aufgrund der Ereignis-Topologie werden 4 Jets und ein Lepton erwartet. Die $p_{\nu,x}$ bzw. $p_{\nu,y}$ Impulskomponenten des Neutrinos können aus der Messung von E_{mis}^T annähernd ermittelt werden. Diese sind jedoch mit einem relativ großen Fehler behaftet.

Zur Massenbestimmung des t -Quarks muß man aus den selektierten Jets diejenigen herausfinden, die aus dem hadronischen Zerfall des W -Bosons stammen, bzw. den b -Jet ($\bar{b}$ -Jet) aus dem Zerfall des t -Quarks ($\bar{t}$ -Quarks). Aufgrund der Selektion (S 10) sind die beiden Jets aus dem Zerfall des W -Bosons schon festgelegt. Bei den ausgewählten b -Jets selektiert man denjenigen, der in ΔR am nächsten am rekonstruierten W -Boson liegt.

Auf diese 4 selektierten Jets wird nun die Kalibrationsfunktion angewendet. Um einen Einblick zu erhalten, welche Auswahl richtig oder falsch war, werden die selektierten Jets mit den ursprünglichen beim Streuprozess erzeugten Quarks verglichen. In Abb. 42 ist dieser Sachverhalt dargestellt. Als Zuordnungskriterium dient dabei das kleinste ΔR zwischen Generator-Quark und selektiertem Jet.

Das offene, schwarz gezeichnete Histogramm enthält alle ausgewählten Kombinationen, sowohl richtige als auch falsche. Das schattierte Histogramm stellt nur die falschen Kombinationen dar. Man erkennt den prinzipiellen Verlauf des kombinatorischen Untergrundes. Auf den kombinatorischen Untergrund

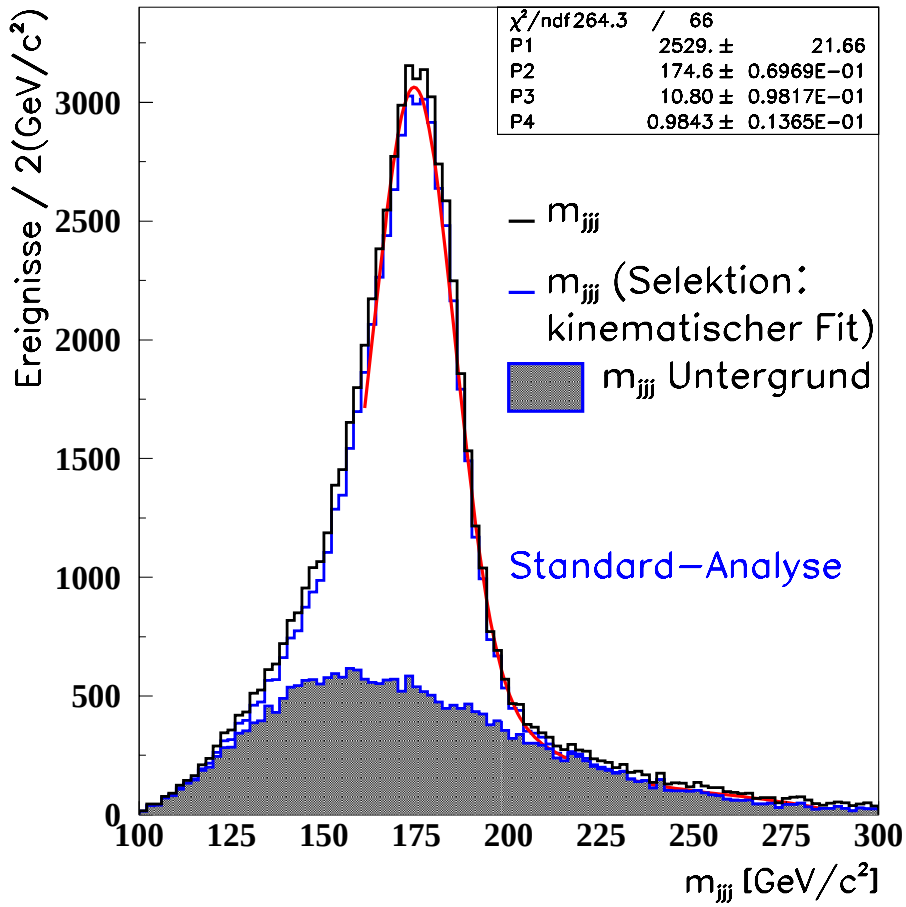


Abbildung 42: Massenverteilung des t -Quarks aus der Rekonstruktion mit der Standardanalyse (Konusgröße $\Delta R = 0.4$). Ausgefüllt dargestellt ist der kombinatorische Untergrund. Die Resultate des Fits sind ebenfalls gezeigt: Maximalwert P_1 , Zentralwert P_2 und Standardbreite P_3 des Gaußschen Funktionsanteils und Anteil P_4 des kombinatorischen Untergrunds (siehe Gl. (36)).

und auf die Massenbestimmung des t -Quarks wird in Kapitel 10.7.2 bzw. 12 detailliert eingegangen.

10.7 Untergrund

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Quellen des Signaluntergrunds untersucht und ihre Bedeutung für die Resultate diskutiert. Der Untergrund läßt sich in zwei große Bereiche unterteilen. Zum einen ist das der bereits erwähnte kombinatorische Untergrund und zum anderen der Untergrund aufgrund falsch selektierter Prozesse. Dieser wird hier als *Physikalischer Untergrund* bezeichnet.

10.7.1 Physikalischer Untergrund

Dieser Untergrund wird von anderen physikalischen Prozessen hervorgerufen, die ähnliche Signaturen besitzen. In Tabelle 7 sind die wichtigsten in Frage kommenden Prozesse zusammengefaßt. Die zweite Spalte beinhaltet den jeweiligen Wirkungsquerschnitt des Untergrundprozesses und die dritte Spalte zeigt das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Untergrundprozeß und Signalprozeß. Als Wirkungsquerschnitt für den Signalprozeß wird dabei $\sigma_{t\bar{t}} = 803$ pb [32] verwendet.

Prozeß	σ_{Bkg} [pb]	$\frac{\sigma_{Bkg}}{\sigma_{Signal}}$	Untergrundereignisse
$b\bar{b} \rightarrow l\nu, jets$	$5.12 \cdot 10^8$	$6.37 \cdot 10^5$	$5.10 \cdot 10^{12}$
$W + jet \rightarrow l\nu, jets$	$3.51 \cdot 10^4$	43.7	$3.50 \cdot 10^8$
$Z + jet \rightarrow l^+l^-, jets$	$1.17 \cdot 10^4$	11.32	$9.39 \cdot 10^7$
$Wb\bar{b} \rightarrow l\nu, b\bar{b}$	66.7	0.08	$2.49 \cdot 10^5$
$W^+W^- \rightarrow l\nu, jets$	0.960	$1.2 \cdot 10^{-3}$	9600
$W^+Z \rightarrow l\nu, jets$	0.052	$6.48 \cdot 10^{-5}$	518
$ZZ \rightarrow l^+l^-, jets$	0.043	$5.35 \cdot 10^{-5}$	428

Tabelle 7: Relevante Untergrundprozesse, deren Wirkungsquerschnitte und erwartete Anzahl von Untergrundereignissen für 3 Jahre bei niedriger Luminosität

Für 3 Jahre LHC-Betrieb bei niedriger Luminosität werden etwa $8 \cdot 10^6$ $t\bar{t}$ -Ereignisse mit semileptonischem Zerfallsmodus erwartet. Die jeweilige Anzahl an Ereignissen des physikalischen Untergrundes sind in der vierten Spalte der Tabelle 7 zusammengefaßt.

Der physikalische Untergrund soll durch die gewählten Schnitte und Selektionskriterien möglichst stark unterdrückt werden. Wie die Selektionskriterien Untergrundereignisse reduzieren, ist auf den Abbildungen 43 bis 53 dargestellt. Bis auf den $b\bar{b}$ und den $Wb\bar{b}$ -Prozeß wurden alle Untergrundprozesse im entsprechenden Verhältnis der Ereignisanzahlen simuliert. Beim $b\bar{b}$ -Prozeß wurden $5.21 \cdot 10^8$ Ereignisse simuliert und die Verteilungen entsprechend skaliert. Durch die Selektionskriterien kann dieser dominierende Untergrund komplett unterdrückt werden. Beim $Wb\bar{b}$ -Prozeß wurden insgesamt $5.2 \cdot 10^5$ Ereignisse simuliert. Dies entspricht etwa der doppelten Anzahl der zu erwartenden Ereignisse bei 3 Jahren mit niedriger Luminosität. Auch dieser Prozeß kann komplett unterdrückt werden.

Die Abbildungen 43 und 44 zeigen den Einfluß der Vorselektion (S 1) und (S 2) auf die Untergrundereignisse. Diese Vorselektion wird mit Jets durchgeführt, die mit einer Konusgröße von 0.2 rekonstruiert wurden.

Die Abb. 43 zeigt für alle betrachteten Untergrundprozesse die Verteilung der Anzahl der rekonstruierten Jets in einem Ereignis. Es ist zu erkennen, daß mit dem Selektionskriterium $n_{jet} \geq 4$ allein, die Anzahl der Untergrundereignisse aller dominanten Prozesse um mindestens 2 Größenordnungen reduziert

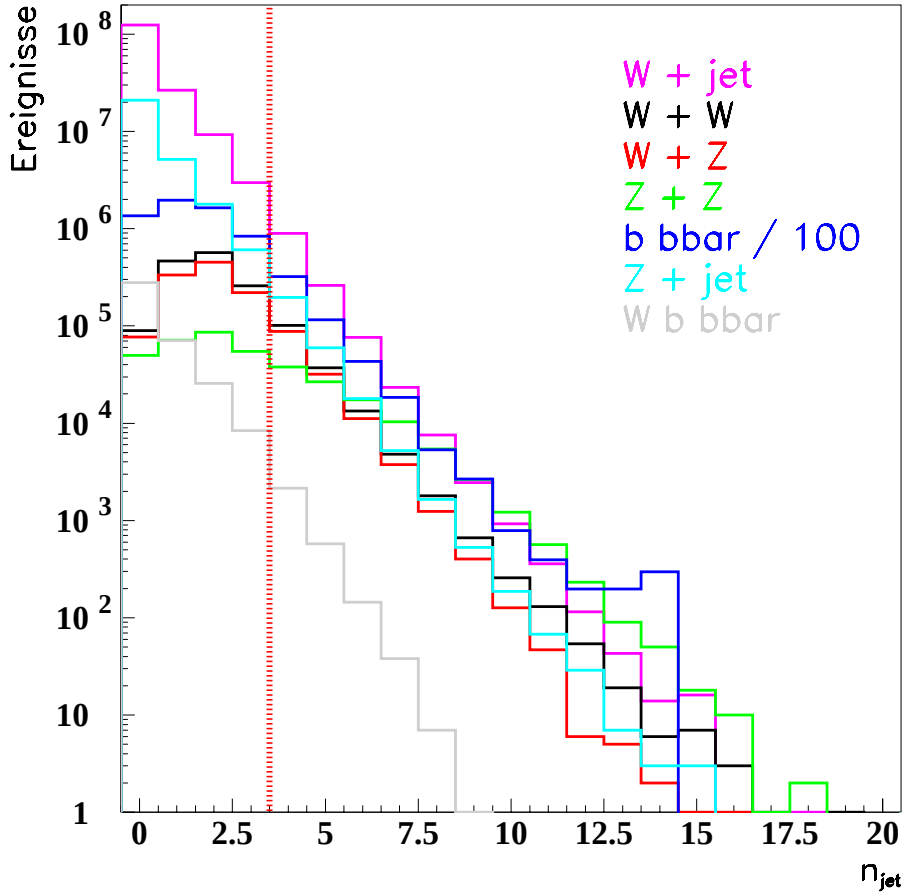


Abbildung 43: Verteilung der Ereignisse mit jeweils n_{jet} rekonstruierten Jets für Untergrundprozesse. Selektiert werden Ereignisse mit $n_{jet} \geq 4$. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.2$ rekonstruiert.

werden kann.

In Abb. 44 sind die Verteilungen des Abstandes $\Delta R_{jet,jet}$ der Jets in den Untergrundprozessen dargestellt. Das Selektionskriterium $\Delta R_{jet,jet} > 1$ ist so gewählt, daß es im flachen Teil der Verteilungen liegt. Hiermit werden vor allem Ereignisse mit kleinen Abständen zwischen rekonstruierten Jets verworfen. Mit dieser Selektion kann man den Untergrund um etwa 25% reduzieren.

In den Abbildungen 45 bis 53 werden jeweils die Einflüsse der Selektionskriterien der Hauptselektion (S 3) bis (S 10) auf die verbliebenen Ereignisse demonstriert. Diese Jets wurden, wie in Kapitel 10.5 beschrieben, mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ rekonstruiert.

Abb. 45 zeigt die Verteilung der Anzahl der rekonstruierten Jets der Untergrundprozesse nach der Vorselektion. Hier werden Ereignisse selektiert, in denen bei größerer Konusgröße mindestens vier Jets rekonstruiert werden. Dieser Schnitt kann den Untergrund nicht wesentlich reduzieren, ist aber besonders wichtig, um eine Substruktur innerhalb der Jets zu verworfen.

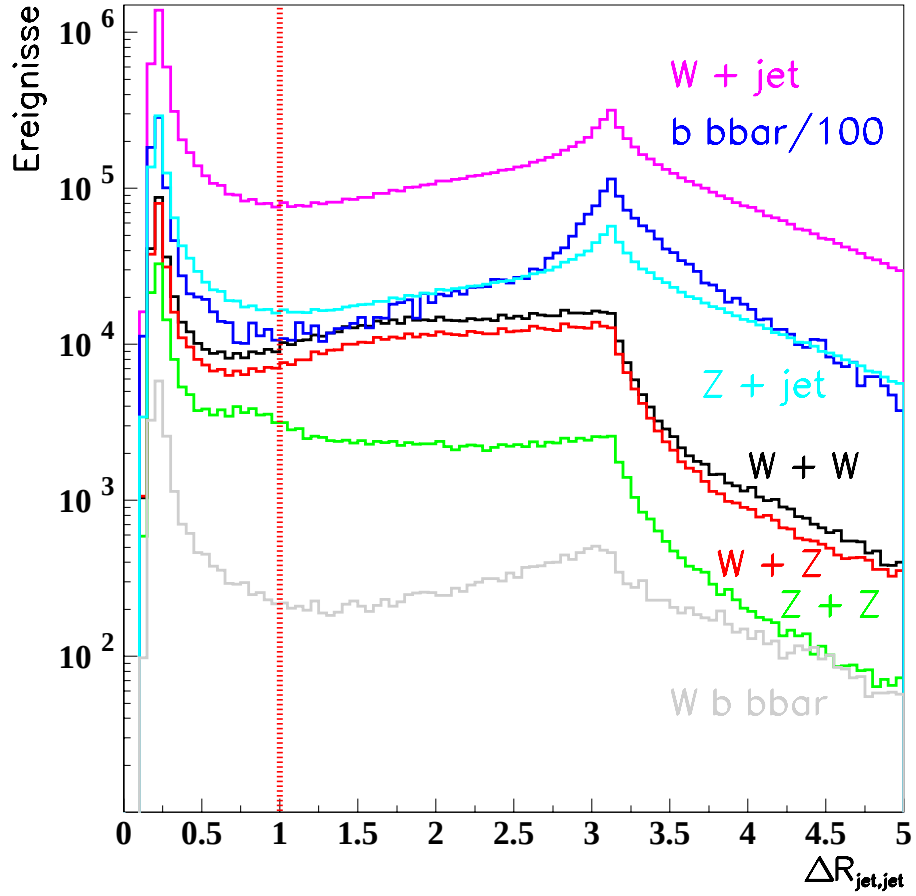


Abbildung 44: Verteilung des Abstands $\Delta R_{jet,jet}$ zwischen 2 Jets. Selektiert werden Ereignisse mit $\Delta R_{jet,jet} > 1$. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.2$ rekonstruiert.

In Abb. 46 ist die Verteilung des Abstands $\Delta R_{jet,jet}$ der Jets in den Untergrundereignissen nach der Vorselektion dargestellt. Man erkennt, daß durch die größere Konusgröße auch der Abstand der rekonstruierten Jets in einigen Ereignissen verringert wurde. Durch diesen Schnitt alleine kann der Untergrund um etwa 20% reduziert werden.

In Abb. 47 ist die Verteilung von E_{mis}^T für die Untergrundereignisse gezeigt. Dieser für die Existenz eines Neutrinos notwendige Schnitt kann zusätzlich den Untergrund um etwa 10% reduzieren.

In Abb. 48 ist die Verteilung der Anzahl der rekonstruierten Myonen für die einzelnen Untergrundprozesse dargestellt. Es werden Ereignisse mit $n_\mu \leq 2$ selektiert. Durch diesen Schnitt allein kann der dominante Untergrund etwa um 10% reduziert werden.

Abb. 49 zeigt die Verteilung des Maximalwerts $\eta_{max,jet}$ der rekonstruierten Jets für die Untergrundereignisse. Es werden nur Ereignisse selektiert, mit $\eta_{max,jet} < 3$. Dieser Schnitt halbiert etwa die Anzahl der Untergrundereignisse.

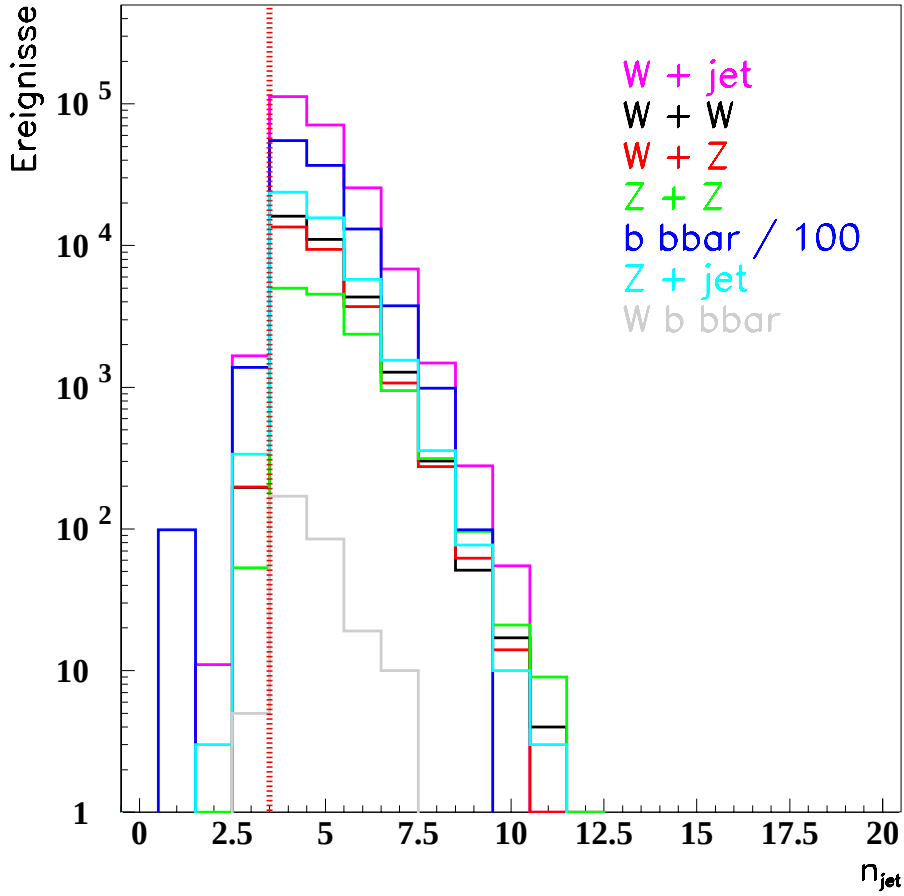


Abbildung 45: Verteilung der Anzahl der rekonstruierten Jets n_{jet} für Untergrundprozesse nach der Vorselektion. Selektiert werden Ereignisse mit $n_{jet} \geq 4$. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ rekonstruiert.

Abb. 50 zeigt die Verteilung des minimalen Transversalimpuls $p_{min,jet}^T$ der Jets. Es werden Ereignisse akzeptiert, deren minimaler Transversalimpuls aller Jets größer als 20 GeV/c ist. Dadurch kann der Untergrund um etwa 10% reduziert werden.

In den Abbildungen 51 und 52 sind die verschiedenen Schritte während des b -tagging Algorithmus auf die Untergrundprozesse dargestellt. Zuerst, in Abb. 51, ist die Verteilung des Abstands des rekonstruierten Sekundärvertex vom Primärvertex dargestellt. Es werden nur solche Ereignisse selektiert, deren Sekundärvertex mindestens einen Abstand von 2 cm vom Primärvertex besitzt. Dadurch läßt sich der Untergrund um etwa 25% reduzieren.

Abb. 52 zeigt die Verteilung des transversalen Abstand ($rb = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$) des Sekundärvertex vom zugeordneten b -Jet. Es werden nur Ereignisse selektiert, die einen transversalen Abstand von maximal 0.5 cm zwischen Sekundärvertex und Jet-Achse aufweisen.

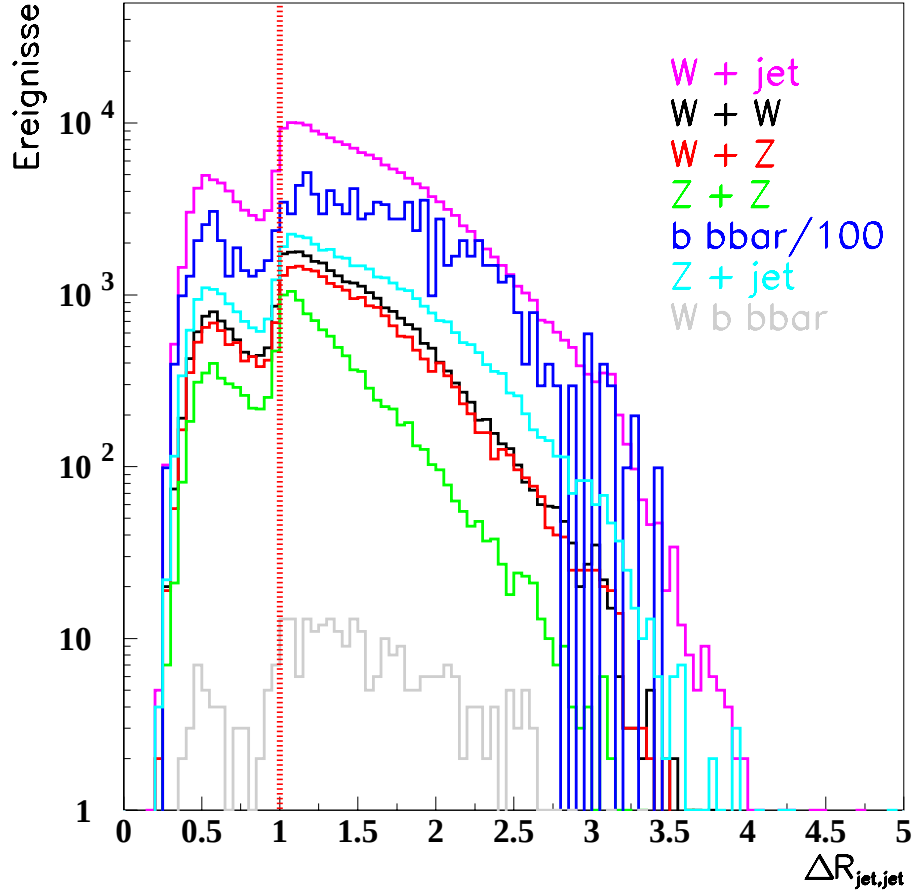


Abbildung 46: Verteilung des Abstands $\Delta R_{jet,jet}$ zwischen 2 Jets für Untergrundprozesse nach der Vorselektion. Selektiert werden Ereignisse mit $\Delta R_{jet,jet} > 1$. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ rekonstruiert.

Die Auswirkung des letzten Selektionsschrittes auf die Untergrundereignisse ist in Abb. 53 dargestellt. Gezeigt ist dort die Verteilung der invarianten Masse zweier Jets m_{jj} , die zuvor nicht als b -Jets identifiziert wurden. Da die Maxima der Massenverteilungen der Untergrundereignisse innerhalb des selektierten Massenfensters liegen, kann der Untergrund nicht so stark reduziert werden. Jedoch kann der dominante Untergrund um 40% verringert werden.

In Tabelle 8 wird die Anzahl der Untergrundereignisse nach allen Selektionsschritten zusammengefaßt. Diese Ereignisse werden anschließend weiter analysiert.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die größte Unterdrückung der Untergrundereignisse durch die Vorselektion zustande kommt. Während der Hauptselektion hat der b -tagging Algorithmus die größte Wirkung. Durch das Zusammenspiel aller Selektionskriterien kann der dominante Untergrund $b\bar{b}$ und der Prozeß $Wb\bar{b}$ komplett unterdrückt werden.

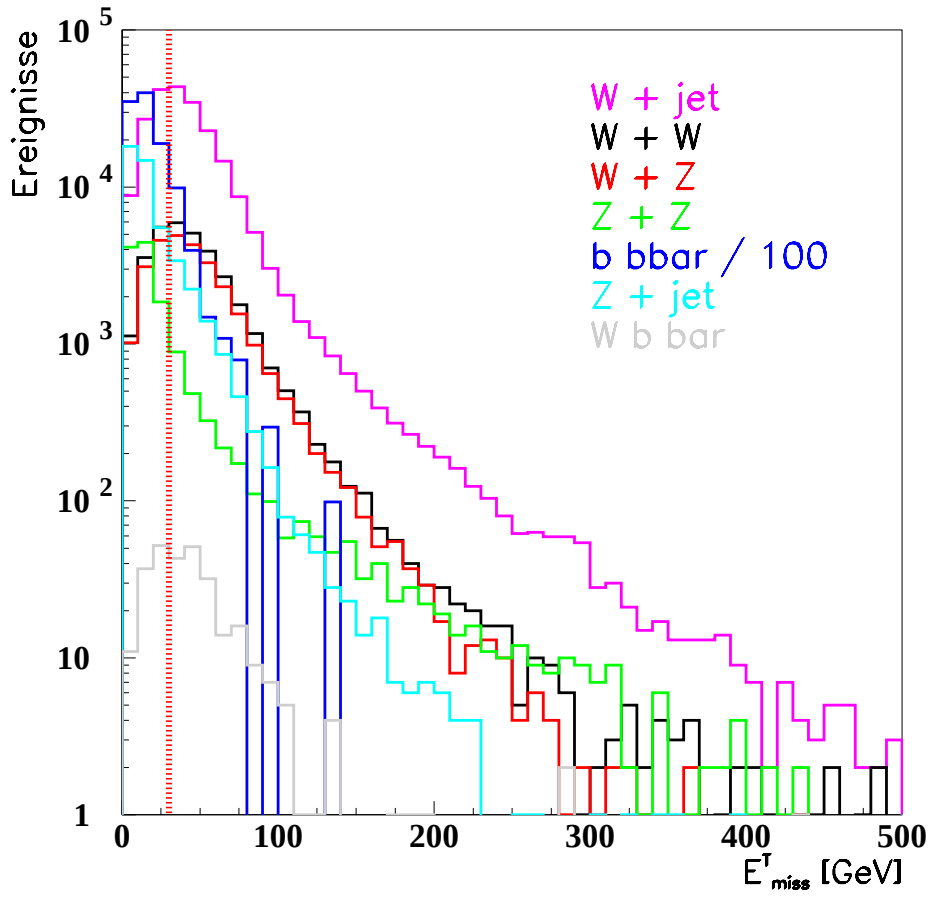


Abbildung 47: E_{mis}^T -Verteilung für Untergrundprozesse nach der Vorselektion. Selektiert werden Ereignisse mit $E_{mis}^T > 30$ GeV

Prozeß	$\Delta R = 0.3$	$\Delta R = 0.4$	$\Delta R = 0.5$
$b\bar{b} \rightarrow l\nu, jets$	0	0	0
$W + jet \rightarrow l\nu, jets$	126	172	162
$Z + jet \rightarrow l^+l^-, jets$	14	18	18
$W^+W^- \rightarrow l\nu, jets$	70	86	84
$WZ \rightarrow l\nu, jets$	133	158	169
$ZZ \rightarrow l^+l^-, jets$	15	14	19
$Wb\bar{b} \rightarrow l\nu, b\bar{b}$	0	0	0

Tabelle 8: Anzahl der Untergrundereignisse nach der Selektion in Abhängigkeit von der Konusgröße

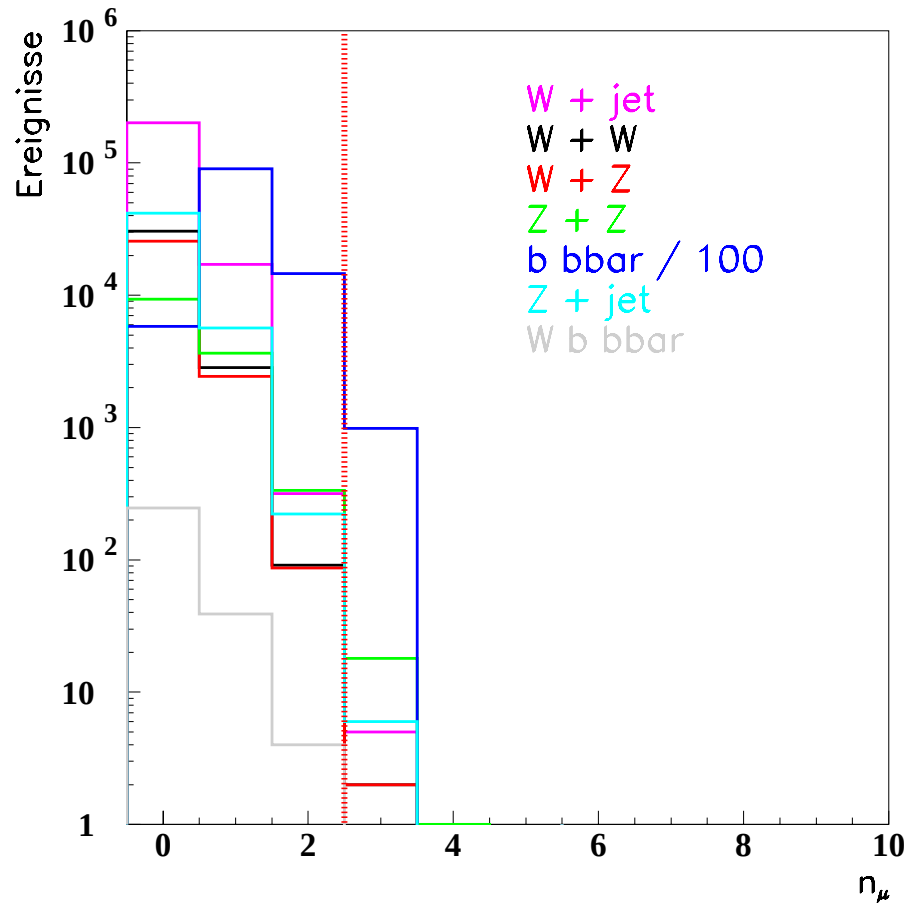


Abbildung 48: Verteilung der Anzahl der isolierten Myonen für Untergrundprozesse. Selektiert werden Ereignisse mit $n_\mu \leq 2$.

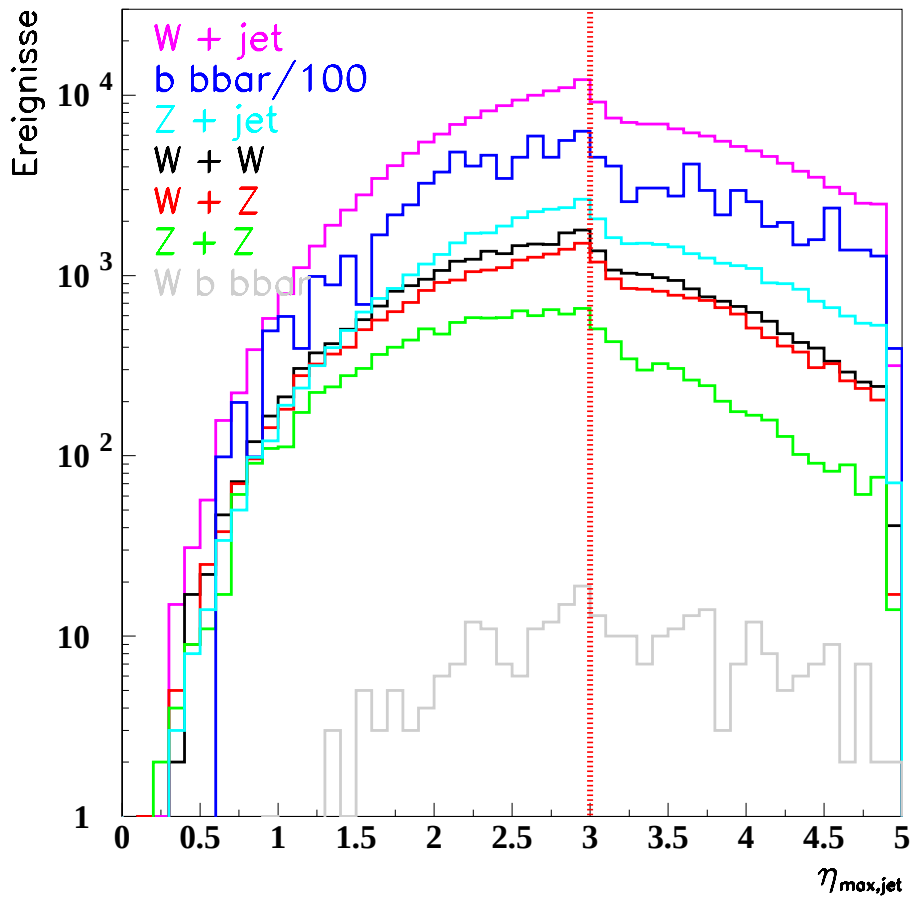


Abbildung 49: Verteilung der maximalen Pseudorapidität $\eta_{\max, \text{jet}}$ der rekonstruierten Jets für Untergrundereignisse. Selektiert werden Ereignisse mit $\eta_{\max, \text{jet}} < 3$. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ rekonstruiert.

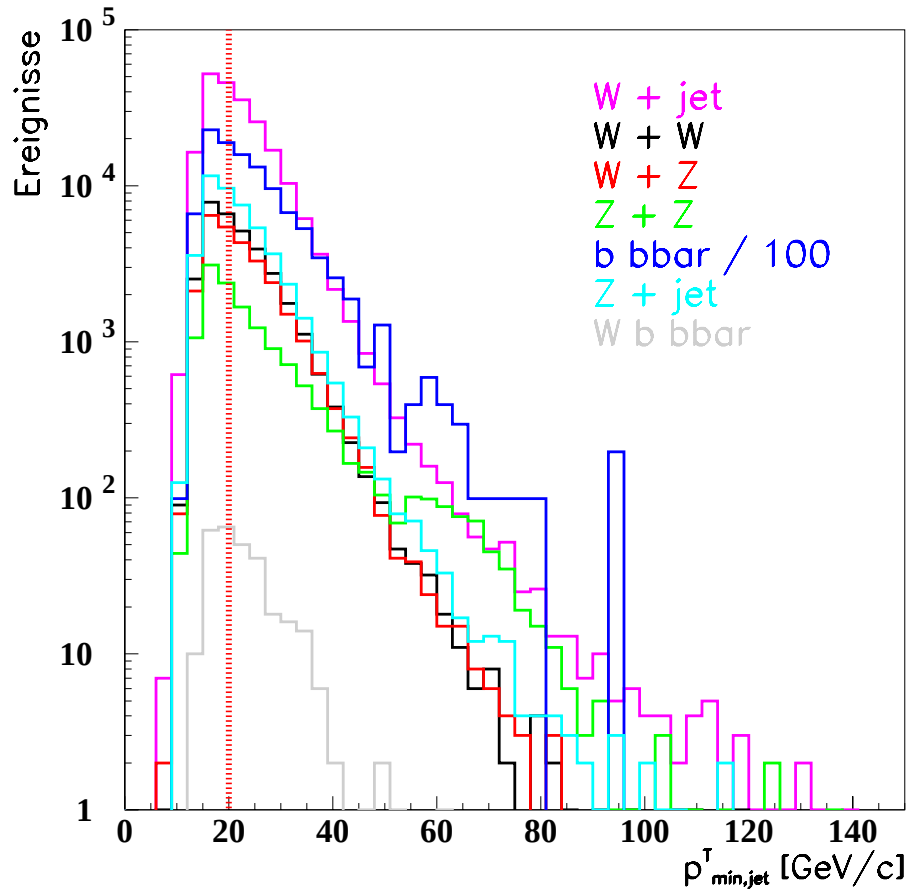


Abbildung 50: Verteilung des minimalen Transversalimpulses $p_{min,jet}^T$ der Jets für Untergrundereignisse. Selektiert werden Ereignisse mit $p_{min,jet}^T > 20 \text{ GeV}/c$. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ rekonstruiert.

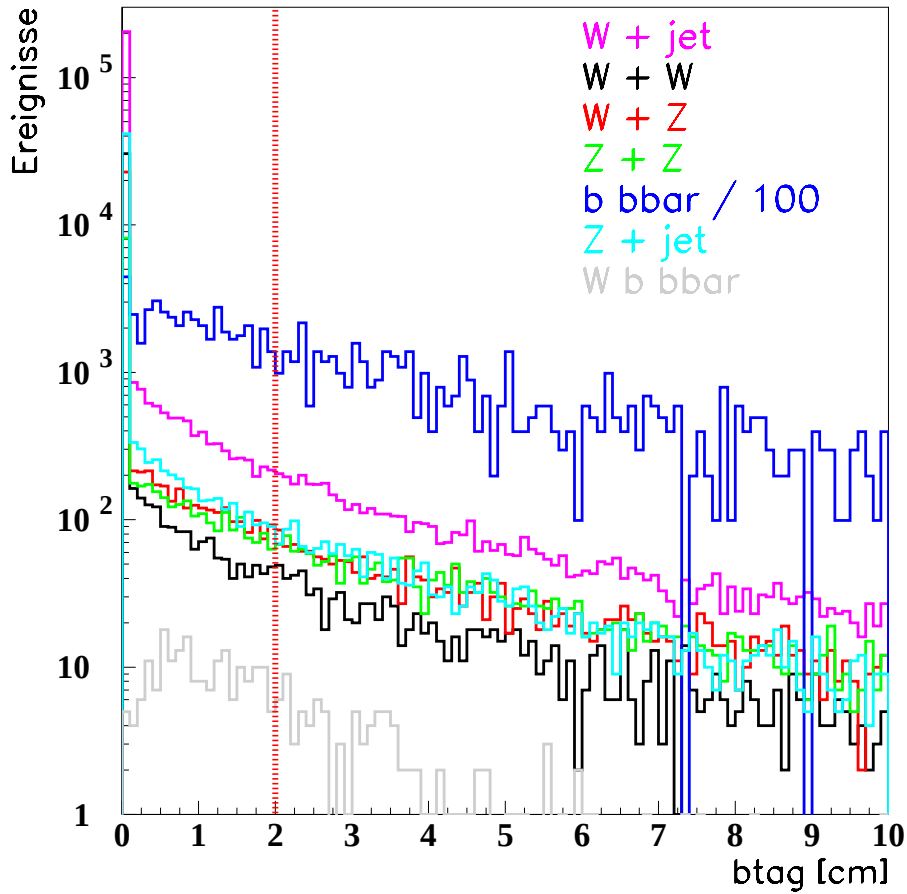


Abbildung 51: Verteilung des Abstands b_{tag} des Sekundärvertex der b -Jets vom Primärvertex für Untergrundereignisse. Selektiert werden Ereignisse mit $b_{tag} > 2$ cm. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ rekonstruiert.

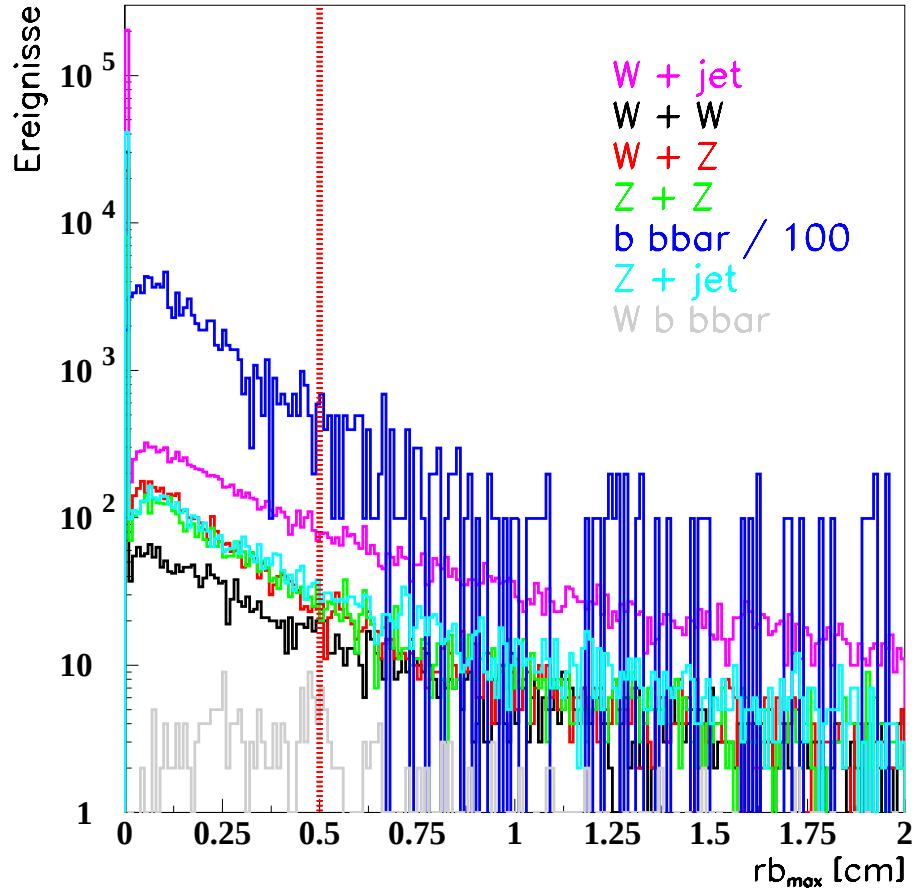


Abbildung 52: Verteilung des transversalen Abstands rb_{max} des Sekundärvertex vom zugeordneten b -Jet für Untergrundereignisse. Selektiert werden Ereignisse mit $rb_{max} < 0.5$ cm. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ rekonstruiert.

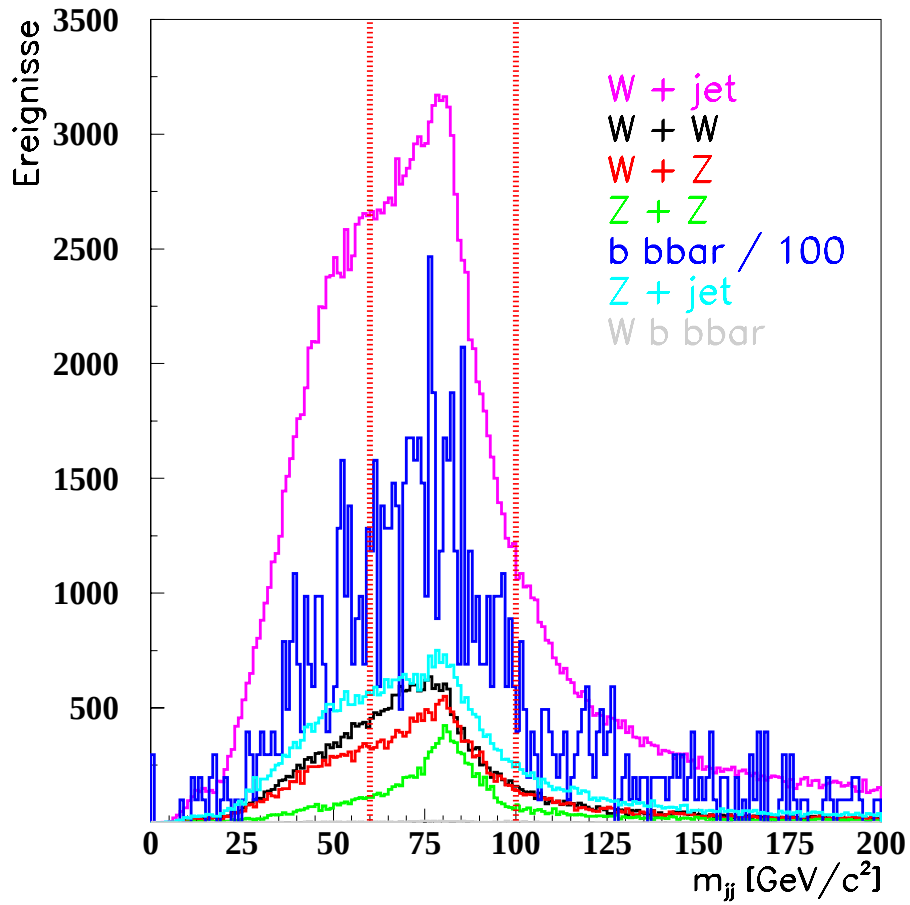


Abbildung 53: Verteilung der invariante Masse m_{jj} zweier leichter Jets für Untergrundereignisse. Selektiert werden Ereignisse, deren invariante Masse leichter Jets in einem Massenfenster von $60 \text{ GeV} < m_{jj} < 100 \text{ GeV}$ liegen. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ rekonstruiert.

10.7.2 Kombinatorischer Untergrund

Der kombinatorische Untergrund ist der bei weitem größte Beitrag zum Untergrund. Er wird bei der Massenrekonstruktion durch eine falsche Auswahl bzw. falsche Kombination der Jets verursacht.

Durch die hohe Energie beim harten Streuprozeß entsteht eine Vielzahl von Jets. Sie werden durch abgestrahlte Gluonen erzeugt. Die Gluonen werden im Anfangszustand des Prozesses als *ISR* (**I**nitial **S**tate **R**adiation) bzw. im Endzustand des Prozesses als *FSR* (**F**inal **S**tate **R**adiation) abgestrahlt. Es werden zwar durch die Selektionskriterien Ereignisse mit vier oder mehr Jets akzeptiert, jedoch wählt man im Fall *vier und mehr Jets* unter diesen Jets nur 4 aus. Falls nun ein abgestrahltes Gluon einen Jet erzeugt, der nicht mehr in einen akzeptierten Konus fällt, geht diese Energie verloren und folglich erhält man eine falsche invariante Masse für das rekonstruierte t -Quark. Genauso verhält es sich, wenn ein abgestrahltes Gluon einen separaten Jet erzeugt, dieser ausgewählt wird und dafür ein Jet, der durch ein Quark ausgelöst wurde, verworfen wird.

Eine weitere Ursache für den kombinatorischen Untergrund ist eine falsche Kombination der Jets. Hat man bei einem Ereignis die zwei Jets aus dem hadronischen Zerfall des W -Bosons und die beiden b -Jets selektiert, kann es immer noch vorkommen, daß der falsche b -Jet zur Berechnung der invarianten Masse der t -Quarks herangezogen wird.

Der Verlauf sowohl der physikalischen als auch der kombinatorischen Untergrundereignisse kann durch die gleiche Untergrundfunktion beschrieben werden. Als geeignet erwies sich die im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Funktion, die in Gl. (36) dargestellt ist. N bezeichnet dabei die Normierung. Bei der Bestimmung der Parameter p_1 bis p_4 wurde diese Normierung N auf 1 gesetzt. Für die spätere Anpassung an die Gesamtverteilung läßt man dann nur noch die Normierung frei variieren.

$$K = N \cdot \left(p_1 + p_2 \cdot x^4 + p_3 e^{\frac{x}{100}} + p_4 e^{-\frac{x}{100}} \right) \cdot \left((x - 300)^2 \cdot (x - 95)^2 \right) \quad (36)$$

Wie gut diese Funktion den kombinatorisch falschen Untergrund beschreibt, wird weiter hinten bei der Massenanalyse in Abb. 55 dargestellt. Man erkennt eine gute Übereinstimmung im entscheidenden Massenintervall von 110 GeV/ c^2 bis 250 GeV/ c^2 .

11 Der kinematische Fit

Bei der Bestimmung der Masse des t -Quarks ergibt sich folgendes Problem: Das Ereignis ist nicht vollständig rekonstruierbar, da der Neutrinoimpuls p_ν nicht gemessen werden kann. Der fehlende Neutrinoimpuls wird mit Hilfe des kinematischen Fits bestimmt, wobei die Nebenbedingungen im Fit die Gleichheit der Massen des t -Quarks und des $\bar{t}$ -Quarks und die Massen der beiden erzeugten W -Bosonen sind.

11.1 Der analysierte Zerfall des $t\bar{t}$ -Paares

Analysiert wird der Zerfall eines $t\bar{t}$ -Paares, wobei im Endzustand ein Myon und ein Neutrino vorhanden sind. Eine mögliche Aufteilung des analysierten Zerfalls ist in Gl. (37) und (38) dargestellt.

$$t \rightarrow W^+ b \rightarrow q' \bar{q} b \quad (37)$$

$$\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b} \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \bar{b} \quad (38)$$

Bei dieser Aufteilung zerfällt das t -Quark rein hadronisch, während das $\bar{t}$ -Quark semileptonisch zerfällt.

In Abb. 41 a) und b) sind die Feynman-Diagramme der beiden Zerfälle dargestellt. Wie man sieht, ergibt der Zerfall des $\bar{t}$ -Quarks das schon erwähnte Antineutrino. Folgende Nebenbedingungen können aufgestellt werden:

$$m_t = m_{\bar{t}} \quad (39)$$

$$m_{W,had} = 80.43 \text{ GeV}/c^2 \quad (40)$$

$$m_{W,lep} = 80.43 \text{ GeV}/c^2 \quad (41)$$

Der kinematische Fit unterscheidet in Anlehnung an die Detektoreigenschaften zwischen genau zu erfassenden Größen und Größen, die nur ungenau bestimmt werden können. Zur ersten Kategorie gehören die kinematischen Größen der Jets und des Leptons (Richtung in η , φ und die transversale Energie E_T). Zur zweiten Kategorie zählen die nur indirekt zu bestimmenden Komponenten des Neutrinoimpulses $p_{\nu,x}$, $p_{\nu,y}$.

Auf welche Art und Weise man die Neutrinoimpulskomponente $p_{\nu,z}$ erhält, wird im Kapitel 11.6.2 erläutert.

11.2 Definition der Variablen

Bevor genauer auf die Funktionsweise des kinematischen Fits eingegangen wird, ist es notwendig, einige grundlegend verwendete Variablen zu definieren.

Die kinematischen Größen werden in zwei Kategorien unterteilt: in *gut* ($\mathbf{x}$) und *schlecht* ($\mathbf{y}$) zu erfassende Größen. Die genaue Unterteilung erfolgt weiter unten im Text.

$\mathbf{x}, \mathbf{y}$: aktuelle Werte des kinematischen Fits

- $\mathbf{x}_m, \mathbf{y}_m$: gemessene Werte
 $\mathbf{x}_f, \mathbf{y}_f$: Endresultate des kinematischen Fits
 $\mathbf{G}^{-1}$: Fehlermatrix der gut gemessenen Größen
 $G_{ij}^{-1} = \langle \delta x_m^i \cdot \delta x_m^j \rangle$
 $\mathbf{Y}^{-1}$: Fehlermatrix der schlecht gemessenen Größen
 $Y_{ij}^{-1} = \langle \delta y_m^i \cdot \delta y_m^j \rangle$

11.3 Grundlagen des kinematischen Fits

Im kinematischen Fit wird χ^2 minimiert, das folgendermaßen definiert ist:

$$\chi^2 = \mathbf{c}^T \mathbf{G} \mathbf{c} + \mathbf{d}^T \mathbf{Y} \mathbf{d} \quad (42)$$

Hierbei bedeuten $\mathbf{c} = \mathbf{x} - \mathbf{x}_m$ bzw. $\mathbf{d} = \mathbf{y} - \mathbf{y}_m$ die Abweichungen des momentanen kinematischen Fit-Wertes vom gemessenen Wert. Ziel des kinematischen Fits ist eine minimale Änderung von $\mathbf{x}_m$ zu finden, damit die Nebenbedingungen $\mathbf{F}$ erfüllt werden. Die Nebenbedingungen werden mit Hilfe der Methode der Lagrange-Multiplikatoren (α) eingeführt. Man erhält somit die modifizierte Gleichung:

$$\Rightarrow \quad M = \chi^2 + 2\mathbf{F}\alpha = \mathbf{c}^T \mathbf{G} \mathbf{c} + \mathbf{d}^T \mathbf{Y} \mathbf{d} + 2\mathbf{F}\alpha \quad (43)$$

Diese Funktion M ist zu minimieren. In der Gl. (43) bezeichnet $\mathbf{F}$ den Zeilenvektor gebildet aus den Nebenbedingungen und α den Vektor der Lagrange-Multiplikatoren. Die Komponenten von $\mathbf{F}$ lassen sich schreiben als:

$$F_1 = m_t^2 - m_{\bar{t}}^2 \quad (44)$$

$$F_2 = m_{W, had}^2 - (80.43 \text{ GeV}/c^2)^2 \quad (45)$$

$$F_3 = m_{W, lep}^2 - (80.43 \text{ GeV}/c^2)^2 \quad (46)$$

In dieser Gleichung bezeichnen m_t und $m_{\bar{t}}$ die aus den entsprechenden Teilchenjets rekonstruierten effektiven Massen. Analog gilt dies für $m_{W, had}$ und $m_{W, lep}$.

Im Minimum der Funktion M sind alle partiellen Ableitungen Null. Daraus ergibt sich:

$$\frac{\partial M}{\partial \alpha} = \frac{\partial M}{\partial \mathbf{x}} = \frac{\partial M}{\partial \mathbf{y}} \equiv 0 \quad (47)$$

Setzt man nun die Funktion M ein, erhält man folgendes Gleichungssystem:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial M}{\partial \alpha} \equiv 0 = \mathbf{F}^T \quad (48)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial M}{\partial \mathbf{x}} \equiv 0 = \mathbf{G} \mathbf{c} + \mathbf{B}_x \alpha \quad (49)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial M}{\partial \mathbf{y}} \equiv 0 = \mathbf{Y} \mathbf{d} + \mathbf{B}_y \alpha \quad (50)$$

Dabei wurden die Ableitungsmatrizen $\mathbf{B}_x = \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \mathbf{F}$ bzw. $\mathbf{B}_y = \frac{\partial}{\partial \mathbf{y}} \mathbf{F}$ eingeführt. Es gilt nun dieses Gleichungssystem zu lösen.

11.4 Lösen des Gleichungssystems

Für die Lösung des Gleichungssystems wird im Rahmen dieser Arbeit eine iterative Methode implementiert, die bereits im Experiment D0 erfolgreich angewendet wurde [4, 16, 61].

Mit $\mathbf{F}^\nu$ wird der Nebenbedingungsvektor im Iterationsschritt ν bezeichnet. Die Gl. (48) wird nun im Iterationsschritt $(\nu + 1)$ geschrieben und um x^ν bzw. y^ν linearisiert. Damit erhält man:

$$\begin{aligned} 0 &= \mathbf{F}^\nu + (\mathbf{x}^{\nu+1} - \mathbf{x}^\nu)^T \mathbf{B}_x^\nu + (\mathbf{y}^{\nu+1} - \mathbf{y}^\nu)^T \mathbf{B}_y^\nu = \\ &= \mathbf{F}^\nu + (\mathbf{c}^{\nu+1} - \mathbf{c}^\nu)^T \mathbf{B}_x^\nu + (\mathbf{d}^{\nu+1} - \mathbf{d}^\nu)^T \mathbf{B}_y^\nu \end{aligned} \quad (51)$$

Um die spätere Darstellung zu vereinfachen, werden einige Hilfsmatrizen und Vektoren definiert:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{G}^{-1} \mathbf{B}_x \\ \mathbf{H} &= \mathbf{E}^T \mathbf{B}_x = (\mathbf{G}^{-1} \mathbf{B}_x)^T \mathbf{B}_x = \mathbf{B}_x^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{B}_x \\ \mathbf{r} &= \mathbf{c}^T \mathbf{B}_x + \mathbf{d}^T \mathbf{B}_y - \mathbf{F} \end{aligned} \quad (52)$$

Nun wird $\mathbf{r}$ analog zu $\mathbf{F}^\nu$ linearisiert und man erhält aus Gl. (52) folgendes:

$$\mathbf{r}^\nu = \mathbf{c}^{\nu+1T} \mathbf{B}_x^\nu + \mathbf{d}^{\nu+1T} \mathbf{B}_y^\nu \quad (53)$$

Weiterhin ergibt die Linearisierung der Gl. (49):

$$\begin{aligned} 0 &= \mathbf{G} \mathbf{c}^{\nu+1} + \mathbf{B}_x^\nu \alpha^{\nu+1} = \mathbf{c}^{\nu+1} + \mathbf{E}^\nu \alpha^{\nu+1} \\ \Rightarrow \quad \mathbf{c}^{\nu+1} &= -\mathbf{E}^\nu \alpha^{\nu+1} \end{aligned} \quad (54)$$

Dieses Ergebnis für $\mathbf{c}^{\nu+1}$ (Gl. (54)) wird nun in (53) eingesetzt. Daraus folgt:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}^\nu &= (-\mathbf{E}^\nu \alpha^{\nu+1})^T \mathbf{B}_x^\nu + \mathbf{d}^{\nu+1T} \mathbf{B}_y^\nu \\ &= -\alpha^{\nu+1} \mathbf{H}^\nu + \mathbf{d}^{\nu+1T} \mathbf{B}_y^\nu \\ \Rightarrow \quad \mathbf{r}^{\nu T} &= -\mathbf{H}^{\nu T} \alpha^{\nu+1} + \mathbf{B}_y^{\nu T} \mathbf{d}^{\nu+1} \end{aligned} \quad (55)$$

Schließlich wird auch der dritte Teil des zu lösenden Gleichungssystems (50) linearisiert und man erhält:

$$0 = \mathbf{Y} \mathbf{d}^{\nu+1} + \mathbf{B}_y^\nu \alpha^{\nu+1} \quad (56)$$

Durch Kombination der Gl. (55) und (56) erhält man ein Gleichungssystem, das sowohl χ^2 minimiert als auch die Nebenbedingungen $\mathbf{F}$ erfüllt:

$$\begin{pmatrix} -\mathbf{H}^\nu & \mathbf{B}_y^{\nu T} \\ \mathbf{B}_y^\nu & \mathbf{Y} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \alpha^{\nu+1} \\ \mathbf{d}^{\nu+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{r}^{\nu T} \\ 0 \end{pmatrix}$$

Mit Hilfe der inversen Koeffizientenmatrix, die wie folgt definiert ist

$$\begin{pmatrix} \mathbf{W} & \mathbf{V}^T \\ \mathbf{V} & \mathbf{U} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} -\mathbf{H}^\nu & \mathbf{B}_y^{\nu T} \\ \mathbf{B}_y^\nu & \mathbf{Y} \end{pmatrix}^{-1} \quad (57)$$

kann man aus Gl. (54) die endgültigen Iterationsformeln herleiten:

$$\mathbf{c}^{\nu+1} = -\mathbf{E}\alpha^{\nu+1} \quad (58)$$

$$\mathbf{d}^{\nu+1} = \mathbf{V}^\nu \mathbf{r}^{\nu T} \quad (59)$$

χ^2 berechnet sich schließlich mit:

$$\begin{aligned} (\chi^2)^{\nu+1} &= \mathbf{c}^{\nu+1 T} \mathbf{G} \mathbf{c}^{\nu+1} + \mathbf{d}^{\nu+1 T} \mathbf{Y} \mathbf{d}^{\nu+1} \\ &= -\mathbf{r}^\nu \alpha^{\nu+1} \\ &= -\mathbf{r}^\nu \mathbf{W} (\mathbf{r}^{\nu T}) \end{aligned} \quad (60)$$

Die Iteration wird solange weitergeführt, bis die Konvergenzkriterien erfüllt sind.

11.5 Konvergenzkriterien des Fits

Der Fit gilt als konvergiert, sobald χ^2 sich vom einen zum nächsten Iterationsschritt nicht mehr wesentlich ändert. Das läßt sich wie folgt ausdrücken:

$$|(\chi^2)^{\nu+1} - (\chi^2)^\nu| < \epsilon_1 \quad (61)$$

Andererseits wird die Qualität des Fits durch die Summe der Absolutbeträge aller λ Nebenbedingungen bewertet. Fällt diese Summe unter einen Grenzwert, war der kinematische Fit erfolgreich.

$$\sum_\lambda |F_\lambda^{\nu+1}| < \epsilon_2 \quad (62)$$

Dies wird als zweites Konvergenzkriterium in die Analyse aufgenommen.

11.6 Startwerte des kinematischen Fits

Da es sich beim kinematischen Fit um eine iterative Methode handelt, benötigt man für alle verwendeten Größen Startwerte. Hierbei wird auf die besondere Problematik des fehlenden Neutrinoimpulses gesondert eingegangen.

11.6.1 Startwerte von Jets und Myon

Als Startwerte für Jets und Myon werden die simulierten Größen herangezogen, wobei die Energiekalibration, wie in Kap. 10.4 beschrieben, verwendet wird. Liegen später die gemessenen und rekonstruierten Daten des ATLAS-Detektors vor, werden diese herangezogen.

11.6.2 Startwerte beim Neutrino

Die Komponenten $p_{\nu,x}$ und $p_{\nu,y}$ des Neutrinoimpulses werden mit Hilfe von E_{mis}^T bestimmt. Die Energieerhaltung liefert den Startwert für $p_{\nu,z}$:

$$\begin{aligned} (p_{a,z}^2 - E_a^2) \cdot p_{\nu,z}^2 + \beta p_{a,z} \cdot p_{\nu,z} - E_a^2 p_{\nu}^{T^2} + \frac{\beta^2}{4} &= 0 \\ \text{mit } \beta &= m_t^2 - m_a^2 + 2p_a^T p_{\nu}^T \end{aligned} \quad (63)$$

Der Index a bezeichnet hierbei die Kombination aus Lepton und b -Quark. Weiterhin bedeuten p_{ν}^T bzw. p_a^T die entsprechenden transversalen Impulskomponenten. Als Startwert für die Masse des t -Quarks wird $175 \text{ GeV}/c^2$ gewählt. Die Gl. (63) liefert je nach Lage der kinematischen Größen keine, eine oder gar zwei mögliche Lösungen für $p_{\nu,z}$. Ergibt die Gleichung reelle Lösungen, wird der kinematische Fit für diese Lösungen durchgeführt.

11.7 Berechnung der Fehlermatrizen

Für den kinematischen Fit spielt die Fehlermatrix eine elementare Rolle. Es wird zuerst die Fehlermatrix für die *gut* zu erfassenden Größen ($\eta_{jet}, \phi_{jet}, P_{jet}, \eta_{\mu}, \phi_{\mu}, P_{\mu}$) diskutiert. Sie ist wie folgt definiert:

$$G_{ij}^{-1} = \delta x_i \cdot r_{ij} \cdot \delta x_j \quad (64)$$

r_{ij} bezeichnet dabei den Korrelationskoeffizienten und δx_i bzw. δx_j bezeichnen die Fehler der beiden Meßgrößen x_i bzw. x_j .

Allgemein ist der Korrelationskoeffizient zweier Meßgrößen x und y folgendermaßen definiert:

$$r_{xy} = \frac{\sum_i^N (x_i - \bar{x}) (y_i - \bar{y})}{\sum_i^N (x_i - \bar{x})^2 \cdot \sum_i^N (y_i - \bar{y})^2} \quad (65)$$

$\bar{x}$ bzw. $\bar{y}$ bezeichnen dabei die Mittelwerte der Meßgrößen x bzw. y .

Der Korrelationskoeffizient wird im Rahmen dieser Arbeit in einer separaten Analyse mit Hilfe der kinematischen Größen der generierten Quarks gemäß Gl. (65) bestimmt. Dieser Weg wurde gewählt, da nur dort die unverfälschte Korrelation der einzelnen Größen untereinander vorhanden ist. Diese werden anschließend in der Fehlermatrix mit den Fehlerfunktionen δx_i bzw. δx_j verschmiert.

Bei der Bestimmung der Fehlerfunktionen für den Jetimpuls P_{jet} wird im Rahmen dieser Arbeit folgendermaßen vorgegangen: Die Differenz aus rekonstruiertem und generiertem Wert wurde für verschiedene Bereiche in p_T und η gebildet. An die resultierenden Verteilungen wurde jeweils eine Gaußfunktion angepaßt und deren Standardabweichung in Abhängigkeit von p_T für verschiedene Bereiche in η aufgetragen. Die so gewonnenen Fehler für P_{jet} wurden mit

folgender Funktion parametrisiert:

$$\delta P_{jet}(P_{jet}) = P_{jet} \cdot \sqrt{\frac{A^2}{P_{jet}/(\text{GeV}/c)} + B^2 + \left(\frac{C}{P_{jet}/(\text{GeV}/c)}\right)^2} \quad (66)$$

Das Resultat der Parametrisierung mit Gl. (66) ist für leichte Jets in Tabelle 9 und für b -Jets in Tabelle 10 zusammengefaßt.

η -Bereich	A	B	C
$ \eta < 1$	0.60613	0.018437	2.7302
$1 < \eta < 2$	0.61853	0.04461	3.5603
$2 < \eta < 3$	$0.5444 \cdot 10^{-3}$	0.084559	4.9483

Tabelle 9: Resultierende Parameter der Fehlerfunktion für den Impuls leichter Jets in verschiedenen η -Bereichen

η -Bereich	A	B	C
$ \eta < 1$	0.022418	0.043466	5.5028
$1 < \eta < 2$	$0.37987 \cdot 10^{-3}$	0.059076	6.9535
$2 < \eta < 3$	$0.87203 \cdot 10^{-3}$	0.12205	-0.0013277

Tabelle 10: Resultierende Parameter der Fehlerfunktion für den Impuls von b -Jets in verschiedenen η -Bereichen

Als Fehlerfunktion für η_{jet} bzw. ϕ_{jet} kann ein konstanter Wert von $\delta\eta_{jet} = 0.15$ bzw. $\delta\phi_{jet} = 0.15$ verwendet werden. Für η_μ bzw. ϕ_μ wurde ebenfalls $\delta\eta_\mu = 0.15$ bzw. $\delta\phi_\mu = 0.15$ verwendet. Als Fehlerfunktion für den Myonimpuls P_μ wurde die leptonische Parametrisierung aus ATLFASST übernommen [54]:

$$\delta P_\mu(P_\mu) = P_\mu \cdot \sqrt{\frac{0.12^2}{P_\mu/(\text{GeV}/c)} + \left(\frac{0.245}{P_\mu^T/(\text{GeV}/c)}\right)^2 + 0.007^2} \quad (67)$$

Bei der Fehlermatrix $\mathbf{Y}^{-1}$ der ungenau bzw. nicht zu erfassenden Größen $p_{\nu,x}$, $p_{\nu,y}$ bzw. $p_{\nu,z}$ wurden folgende Werte gewählt:

$$Y_{p_{\nu,x}p_{\nu,x}}^{-1} = (50 \text{ GeV}/c)^2 \quad (68)$$

$$Y_{p_{\nu,y}p_{\nu,y}}^{-1} = (50 \text{ GeV}/c)^2 \quad (69)$$

$$Y_{p_{\nu,z}p_{\nu,z}}^{-1} = (10^4 \text{ GeV}/c)^2 \quad (70)$$

Es wird keinerlei Korrelation der schlecht zu erfassenden Größen untereinander angenommen. Des weiteren wird ebenfalls keinerlei Korrelation zwischen den gut und den schlecht zu erfassenden Größen angenommen.

$$r_{y_i y_j} = 0 \quad (71)$$

$$r_{x_i y_j} = 0 \quad (72)$$

11.8 Jetkombinatorik und Bestimmung der Masse des t -Quarks

Bei dem im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Zerfall eines $t\bar{t}$ -Paares nach Gl. (37) und (38) entstehen vier Teilchenjets, ein Myon und ein Antineutrino (siehe Kapitel 11.1). Sind nun über die Jets keine weiteren Informationen verfügbar, ergeben sich 12 verschiedene Kombinationsmöglichkeiten. Da jede Jetkombination bis zu 2 verschiedene Neutrino-Startwerte liefert, ergibt dies bis zu 24 Kombinationsmöglichkeiten in einem Ereignis.

Werden durch einen b -tagging Algorithmus ein oder zwei b -Jets identifiziert, verringert sich die Anzahl der Kombinationen entsprechend.

Jede Kombination wird der Fitprozedur übergeben und man erhält daraus jeweils ein χ^2 und eine Masse des t -Quarks m_t . Die Masse m_t wird dabei aus dem rein *hadronischen* Zerfall nach Gl. (37) bestimmt. Für jedes Ereignis wird im Rahmen dieser Arbeit von allen Kombinationen diejenige mit dem kleinsten χ^2 selektiert. Somit ergibt sich für jedes Ereignis eine Masse des t -Quarks aus dem kinematischen Fit.

12 Resultate der t -Quark Analyse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Massenbestimmung des t -Quarks präsentiert. Dabei wird sowohl auf die Standardanalyse als auch die weiterführende Analyse mit Hilfe des kinematischen Fits eingegangen. Anschließend werden im Kapitel 12.2 die wichtigsten Beiträge zum systematischen Fehler diskutiert.

12.1 Bestimmung der Masse des t -Quarks

Zunächst werden die Ergebnisse der Standardanalyse dargelegt, die dann als Referenz für den kinematischen Fit dienen. Die Selektion der Ereignisse wurde bereits in Kapitel 10.5 beschrieben. Auf welche Art und Weise die Masse des t -Quarks aus den Jets rekonstruiert wird, ist in Kapitel 10.6 gezeigt.

In Abb. 42 ist bereits die mit Hilfe der Standardanalyse rekonstruierte Masse des t -Quarks dargestellt worden. Die offenen Histogramme beinhalteten richtige und falsche Kombinationen. Das schwarze (offene) Histogramm zeigt die Verteilung aller verfügbaren Kombinationen. Die Klassifizierung in richtige und falsche Kombinationen geschieht aufgrund der zur Verfügung stehenden Informationen des Monte-Carlo Generators.

Der kinematische Fit verwirft nun diejenigen Ereignisse, die nach erfolgtem kinematischen Fit nicht die geforderten Nebenbedingungen erfüllen können. In dem blauen (offenen) Histogramm sind die durch den kinematischen Fit selektierten Ereignisse eingetragen. Etwa 8% der Ereignisse werden verworfen. Das ausgefüllte Histogramm stellt nur die zugehörigen falschen Kombinationen dar, also den kombinatorischen Untergrund. Dieser Untergrund wurde in einer separaten Analyse bereits parametrisiert und daraus eine Untergrundfunktion bestimmt (siehe Gl. (36)). Die Untergrundfunktion ist bis auf die Normierung festgelegt.

An das blaue (offene) Histogramm wird nun eine Gaußfunktion zusammen mit der Untergrundfunktion angepaßt. Diese Anpassung der beiden Funktionen an das Massenhistogramm wird im Folgenden als Fit bezeichnet. Im Gegensatz dazu wird die Analysemethode als kinematischer Fit bezeichnet.

Um einen Vergleich der Standardanalyse mit dem kinematischen Fit zu ermöglichen, werden jeweils die gleichen Ereignisse verwendet: also diejenigen, die durch den kinematischen Fit selektiert werden.

Als Ergebnis des Fits an die Massenverteilung in Abb. 42 ergibt sich eine Masse des t -Quarks $m_t = 174.6 \text{ GeV}/c^2$ bei einer Massenbreite von $\sigma = 10.8 \text{ GeV}/c^2$. Es wird ein etwas kleinerer Wert für die Masse des t -Quarks rekonstruiert als generiert ($m_{t,gen} = 175 \text{ GeV}/c^2$).

Der Fit wird auf einen Massenbereich von $160 \text{ GeV}/c^2 < m < 300 \text{ GeV}/c^2$ beschränkt, wodurch der Bereich der offensichtlich Nicht-Gaußschen Anteile in der Verteilung ausgespart wird. Dieser würde das Fitergebnis zu stark beeinträchtigen.

Dieser Nicht-Gaußsche Teil hat seinen Ursprung in zwei Effekten: Zum einen

ist dies die Genauigkeit in der Jet-Kalibration. Die Jet-Kalibration korrigiert global den wahrscheinlichsten Wert der Jet-Energie. Zum anderen wird der Nicht-Gaußsche Anteil der Verteilung durch semileptonische Zerfälle der Teilchen im Jet (besonders im Jet enthaltende B -Hadronen) verursacht. Die dabei entstehenden Neutrinos werden vom Detektor nicht registriert. Als Folge davon kann für diese Ereignisse trotz Kalibration nicht mehr die genaue Masse des t -Quarks rekonstruiert werden.

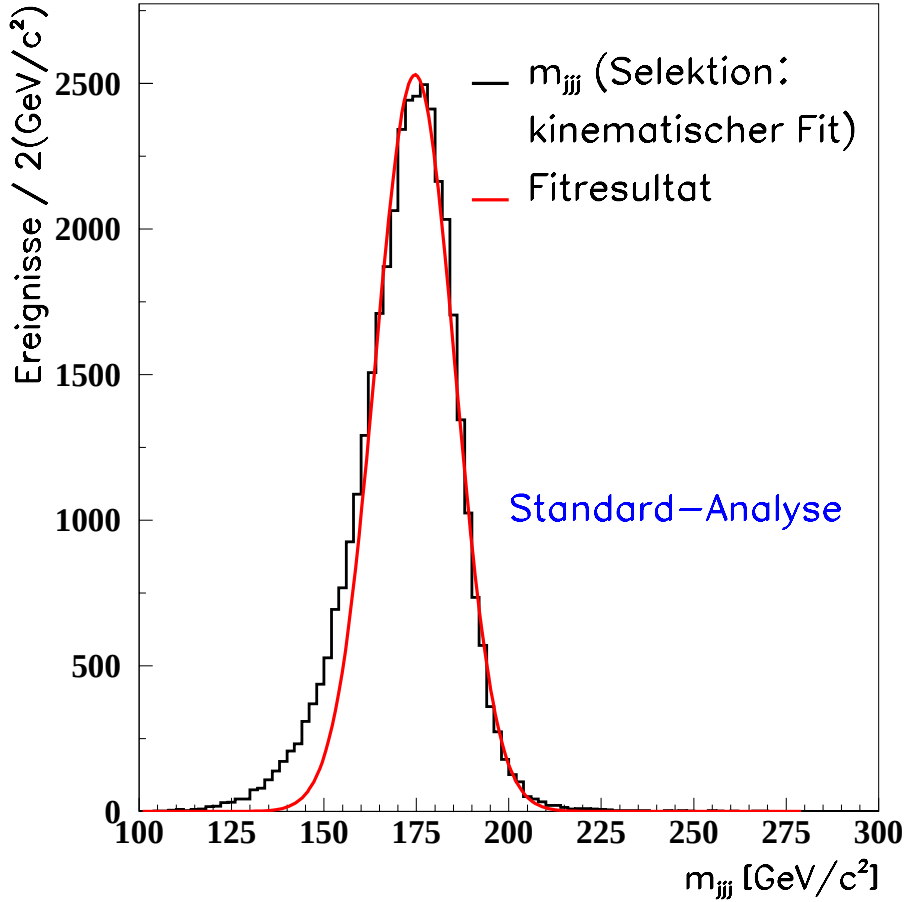


Abbildung 54: Dargestellt ist die resultierende Gauß-Funktion mit den Parametern aus Abb. 42 zusammen mit den aus richtigen Kombinationen rekonstruierten Massenverteilung des t -Quarks bei der Standardanalyse.

Beschränkt man den Fit auf den zentralen Massenbereich, so hat der Nicht-Gaußsche Anteil nur geringe Auswirkungen auf das Fitergebnis. Dies wird durch die Abbildungen 54 und 55 demonstriert:

In der Abb. 54 wurde die Gauß-Funktion, deren Parameter aus den Resultaten des Fits an die Massenverteilung (siehe Abb. 42) stammen, überlagert mit den rekonstruierten Massen aus den richtigen Kombinationen der Jets. Die Gauß-Funktion wurde dabei über den gesamten Massenbereich dargestellt. Der Nicht-Gaußsche Anteil ist in Abb. 54 zu erkennen.

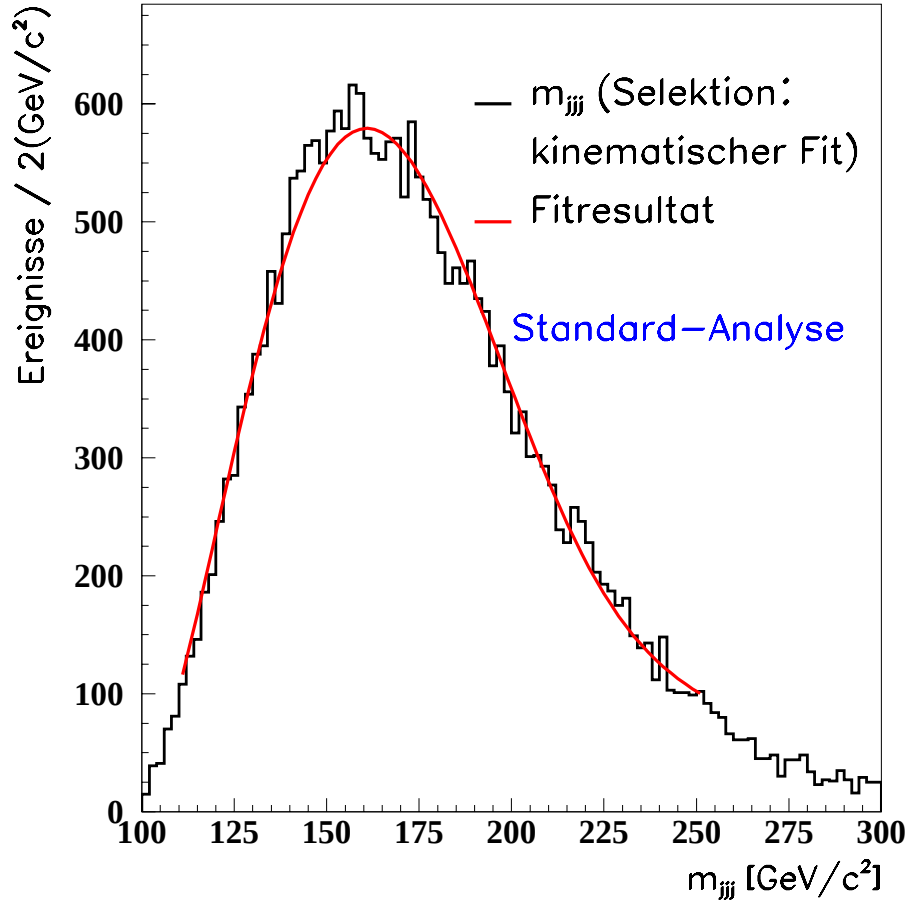


Abbildung 55: Dargestellt ist die resultierende Untergrundfunktion mit der Normierung aus Abb. 42 zusammen mit den aus falschen Kombinationen rekonstruierten Massenverteilung des t -Quarks bei der Standardanalyse.

In Abb. 55 hingegen wurde die aus dem Fit resultierende Untergrundfunktion mit den rekonstruierten Massen der falschen Kombinationen der Jets überlagert. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen der resultierenden Funktion und der Massenverteilung zu erkennen.

Die Abb. 56 ist analog zu Abb. 42 und zeigt die mit Hilfe des kinematischen Fits rekonstruierte Masse des t -Quarks. Ein Fit an die Massenverteilung in Abb. 56 ergibt für die Masse des t -Quarks einen Wert von $m_{t,fit} = 176.5 \text{ GeV}/c^2$ bei einer Massenbreite von $\sigma = 8.9 \text{ GeV}/c^2$. Zu erkennen ist zum einen eine Verringerung der Breite der Verteilung und zum anderen eine systematische Verschiebung des Zentralwerts, auf die weiter unten eingegangen wird. Weiterhin hat der Anteil der falschen Kombinationen, die selektiert werden, abgenommen. Dies ist am schraffierten Histogramm zu erkennen.

Als nächstes ist die Frage der Linearität der Massenrekonstruktion zu klären. Zu diesem Zweck werden Ereignisse mit verschiedenen Massen für das t -Quark im Bereich von $170 \text{ GeV}/c^2$ bis $180 \text{ GeV}/c^2$ generiert. Die Abbildungen 57

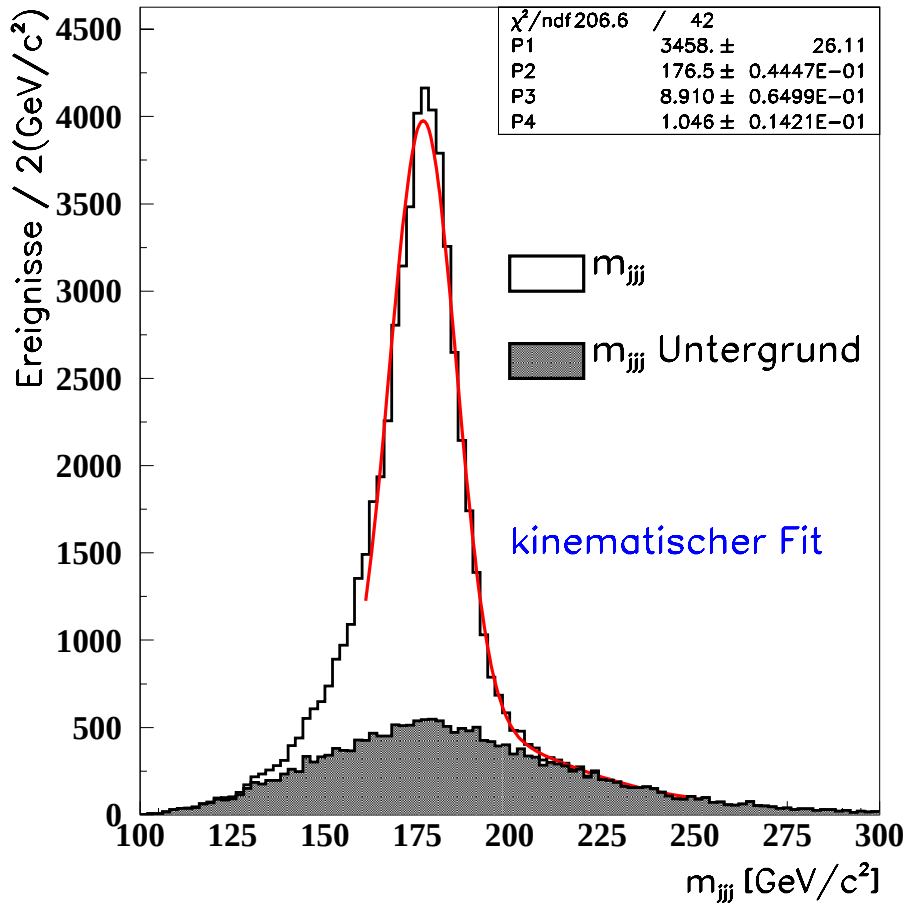


Abbildung 56: Rekonstruierte Massenverteilung des t -Quarks mit Hilfe des kinematischen Fits. Das ausgefüllte Histogramm stellt die Massenverteilung des kombinatorischen Untergrunds dar. Das Resultat des Fits (rote Kurve) ist ebenfalls aufgenommen: Maximalwert P_1 , Zentralwert P_2 und Standardbreite P_3 des Gaußschen Funktionsanteils und Norm P_4 des kombinatorischen Untergrundes

bzw. 58 zeigen das Resultat dieser Analyse.

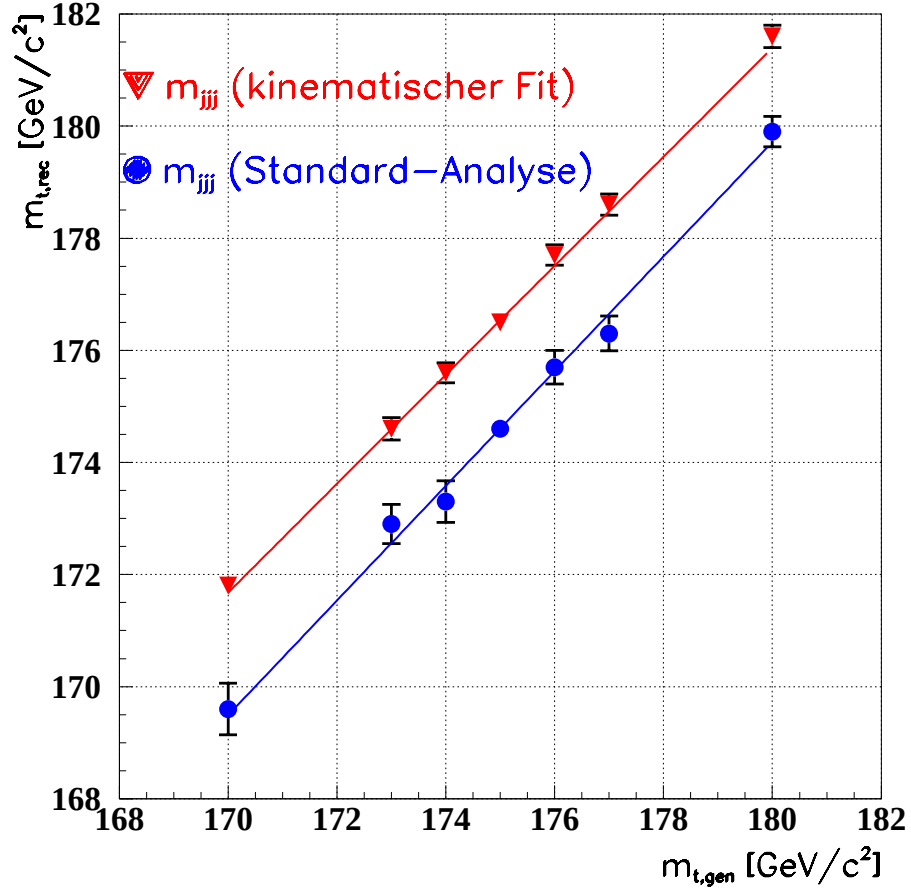


Abbildung 57: Aufgetragen ist die rekonstruierte Masse des t -Quarks in Abhängigkeit der generierten Masse des t -Quarks (Konusgröße $\Delta R = 0.4$). Die blauen (gefüllten) Kreise bezeichnen den Zentralwert, der aus der Standardanalyse rekonstruierten Masse des t -Quarks. Die roten (gefüllten) Dreiecke bezeichnen die rekonstruierten Massen des t -Quarks aus dem kinematischen Fit.

Die blauen (gefüllten) Kreise stellen den Zentralwert der rekonstruierten Masse in Abhängigkeit der generierten Masse für die Standardanalyse da. Die blaue Gerade stellt eine lineare Anpassung an diese Massen des t -Quarks dar. Die roten (gefüllten) Dreiecke zeigen jeweils den Zentralwert der rekonstruierten Massen für den kinematischen Fit. Die rote Gerade stellt wiederum eine lineare Anpassung an die rekonstruierten Massen dar.

Es ist eine Verschiebung der Zentralwerte der rekonstruierten Massen für den kinematischen Fit zu beobachten. Dies ist auf folgenden Sachverhalt zurückzuführen: Der kinematische Fit verändert im Rahmen der entsprechenden Fehler die kinematischen Größen seiner Eingangsvariablen. Die entscheidende Größe dabei ist die Energiekalibration der Jets. Sie hängt mit der Konusgröße bei der Jet-Rekonstruktion zusammen (siehe Kap. 10.4) und wird vor allem

durch die Gluonabstrahlung im Anfangs- und im Endzustand beeinflusst. Die Energiekalibration kann nur eine mittlere Korrektur der Jet-Energie liefern. Im kinematischen Fit wird diese nicht optimale Energiekalibration der Jets aufgefangen und korrigiert. Dabei tritt jedoch eine Überkompensation auf, die zu einer systematischen Verschiebung der rekonstruierten Massen beim kinematischen Fit führt. Die Massenverschiebung zwischen der rekonstruierten und gefitteten Masse aus dem kinematischen Fit und aus der Standardanalyse beträgt bei einer Konusgröße von $\Delta R = 0.3$: $m_{t,kF} - m_{t,SA} = 1.2 \text{ GeV}/c^2$. Sie steigt für eine Konusgröße von $\Delta R = 0.5$ an auf $2.4 \text{ GeV}/c^2$. Diese Absolutverschiebung der rekonstruierten Masse des t -Quarks kann durch die verfügbaren Nebenbedingungen aus Gl. (44), (45) und (46) während des kinematischen Fits nicht aufgefangen werden, da besonders die (schwache) Nebenbedingung aus Gl. (44) nur die Gleichheit der t -Quark-Massen beinhaltet.

Für eine Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ bei der Jet-Rekonstruktion ist die Verschiebung der Zentralwerte bei der Massenrekonstruktion in Abhängigkeit der im Ereignis generierten Masse der t -Quarks untersucht worden. Mit Hilfe der ermittelten linearen Abhängigkeit der rekonstruierten Massen (Gl. (73)) ist eine Korrektur der rekonstruierten Masse möglich. Diese Gerade dient dabei als Eichkurve. Sowohl bei der Standardanalyse, als auch beim kinematischen Fit ist eine gute Linearität der Rekonstruktionsmethoden zu beobachten.

Die lineare Korrektur des kinematischen Fits hat folgende Form:

$$\begin{aligned} m_{t,rec(kineFit)} &= A + B \cdot m_{t,gen} \\ \text{mit: } A &= (6.4 \pm 0.6) \text{ GeV}/c^2 \\ B &= 0.972 \pm 0.003 \end{aligned} \tag{73}$$

In Abb. 58 ist dieser Sachverhalt noch einmal verdeutlicht. Dort ist die relative Abweichung der rekonstruierten zur generierten Masse dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die rekonstruierte Masse des kinematischen Fits zwar um etwa 1% abweicht, sich dafür aber die Genauigkeit um etwa den Faktor 2 verbessert. Ursache für die Verbesserung ist vor allem die W -Massen Nebenbedingung aus Gl. (45) für die leichten Jets.

Um einen Fehler im Algorithmus des kinematischen Fits auszuschließen, wird der kinematische Fit mit reiner Generatorinformation getestet, wobei in diesem speziellen Datensatz die Optionen *ISR* (**I**nitial **S**tate **R**adiation), *FSR* (**F**inal **S**tate **R**adiation), *MI* (**M**ultiple **I**nteraction) und Hadronisierung in der Simulation ausgeschaltet sind. Nur diese Datensätze ermöglichen eine gute, gaußsche Energiekalibrierung. In dieser Testanalyse ersetzen die direkt generierten Quarks die sonst rekonstruierten Teilchenjets. Das Ergebnis ist in Abb. 59 dargestellt.

Das schwarze (untere) Histogramm stellt die so rekonstruierte Massenverteilung des t -Quarks dar, das blaue (obere) Histogramm analog die rekonstruierte Massenverteilung des t -Quarks aus dem kinematischen Fit, wobei keine Verschiebung des Zentralwerts zu beobachten ist. Die Verteilung ist jedoch breiter geworden. Die Ursache liegt in der Verwendung der Auflösungsfunktionen der

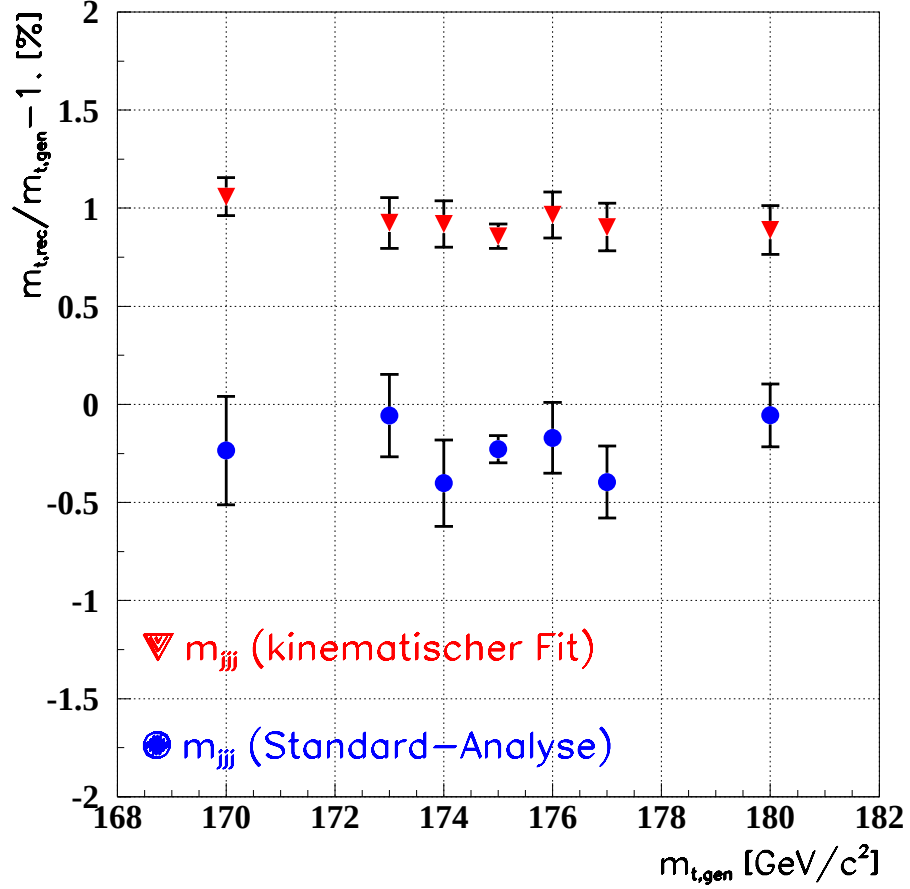


Abbildung 58: Aufgetragen ist das Verhältnis aus rekonstruierter zu generierter Masse des t -Quarks in Abhängigkeit der generierten Masse des t -Quarks (Konusgröße $\Delta R = 0.4$). Die blauen (gefüllten) Kreise bezeichnen den Zentralwert der aus der Standardanalyse rekonstruierten Masse des t -Quarks und die roten (gefüllten) Dreiecke die rekonstruierten Massen aus dem kinematischen Fit.

Jets, des Myons und E_{mis}^T innerhalb des kinematischen Fit, was zu einer breiteren Massenverteilung führt.

Wendet man die ermittelte Korrektur aus Gl. (73) auf den jeweiligen Zentralwert des Fits an, so erhält man das in Abb. 60 dargestellte Ergebnis. Dort ist das Verhältnis des korrigierten rekonstruierten Massenwerts aus dem kinematischen Fit in Bezug auf die generierte Masse des t -Quarks dargestellt. Die systematische Verschiebung der rekonstruierten Massen aus dem kinematischen Fit wurde mit der Eichkurve beseitigt und die korrigierten Massenwerte geben die generierten Massen des t -Quarks innerhalb von 0.1% wieder. In dieser Abbildung stellen die roten (gefüllten) Dreiecke die Zentralwerte der rekonstruierten und korrigierten Massenverteilungen des t -Quarks dar.

Es ist festzustellen, daß die Anzahl der falschen Kombinationen deutlich abge-

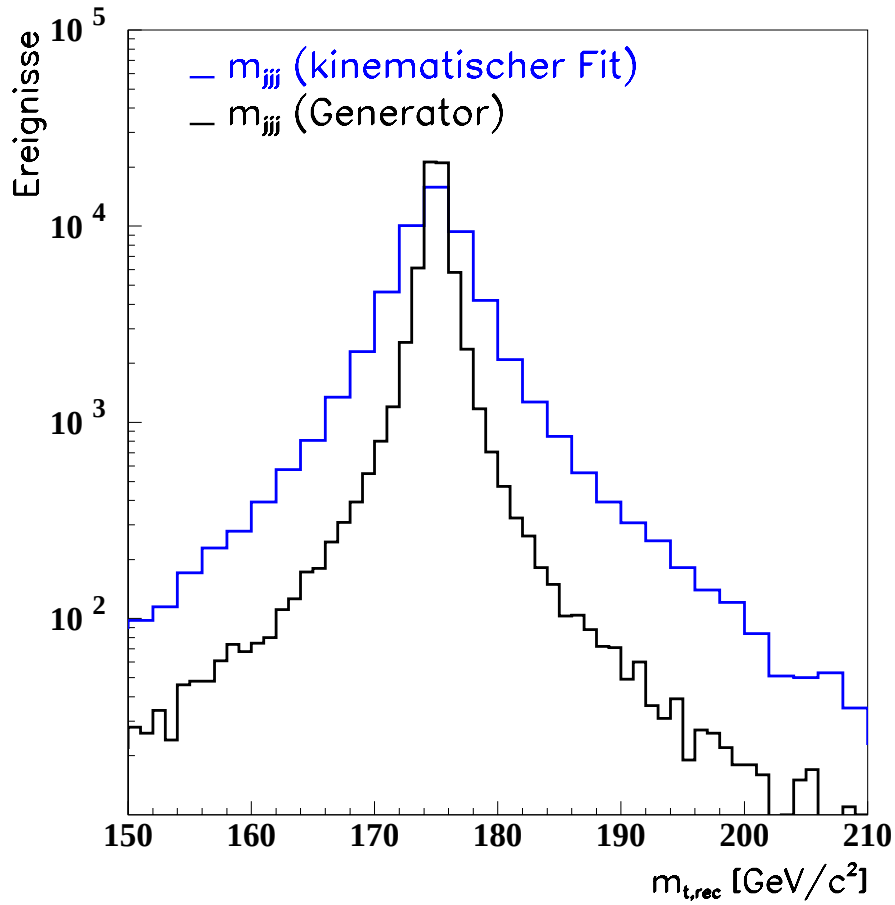


Abbildung 59: Verteilung der aus reiner Generatorinformation durch den kinematischen Fit rekonstruierten Masse des t -Quarks. Die generierte Masse des t -Quarks ist ebenfalls eingezeichnet.

nommen hat. Beträgt der Anteil der falschen Kombinationen bei der Standardanalyse noch 41.5%, so liegt er mit der kinematischen Fit-Methode bei nur noch 33.5%.

Der Fit in Abb. 56 erstreckt sich ebenfalls nur auf einen Massenbereich von $160 \text{ GeV}/c^2 < m < 300 \text{ GeV}/c^2$. In Abb. 61 wird die Gauß-Funktion, deren Parameter aus den Resultaten des Fits an die Massenverteilung (siehe Abb. 56) stammen, überlagert mit den rekonstruierten Massen aus den richtigen Kombinationen der Jets. Die Gauß-Funktion wird über den gesamten Massenbereich dargestellt. Es ist zu erkennen, daß der Nicht-Gaußsche Anteil der Verteilung zwar verringert, aber nicht vollständig durch den kinematischen Fit beseitigt werden kann. Der Verlauf des kombinatorischen Untergrunds beim kinematischen Fit wird durch die ermittelte Untergrundfunktion gut beschrieben.

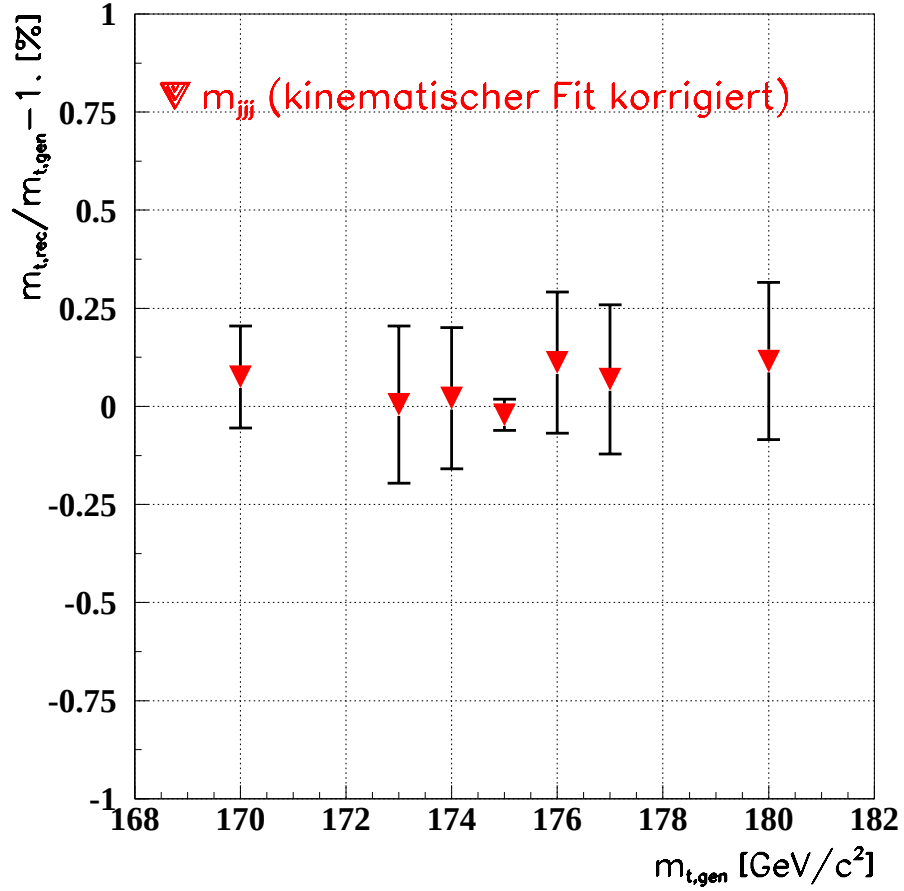


Abbildung 60: Als rote (gefüllte) Dreiecke ist das Verhältnis der mit dem kinematischen Fit rekonstruierten und mit Gl. (73) korrigierten Masse des t -Quarks in Bezug auf die generierte Masse in Abhängigkeit der generierten Masse aufgetragen (Konusgröße $\Delta R = 0.4$).

Beim Vergleich der Abbildungen 42 und 56 zeigt sich, daß die Breite der Massenverteilung durch den kinematischen Fit von $10.8 \text{ GeV}/c^2$ auf $8.9 \text{ GeV}/c^2$ reduziert werden kann.

In der Abb. 62 wird die Untergrundfunktion, deren Parameter aus den Resultaten des Fits an die Massenverteilung (siehe Abb. 56) stammen, überlagert mit der Verteilung der aus falschen Kombinationen der Jets rekonstruierten Massen.

Um einen direkten Vergleich der Massenverteilungen aus der Standardanalyse und dem kinematischen Fit zu ermöglichen, sind in Abb. 63 die verschiedenen Schritte der Analyse eingetragen. Die jeweilige Untergrundverteilung ist ebenfalls mit aufgeführt. Das blaue Histogramm zeigt die Verteilung der rekonstruierten Masse des t -Quarks aus der Standardanalyse. Die Kombinatorik entspricht der Auswahl der Standardanalyse. Das grüne Histogramm hingegen zeigt die Massenverteilung der resultierenden Werte der Standardanalyse, ver-

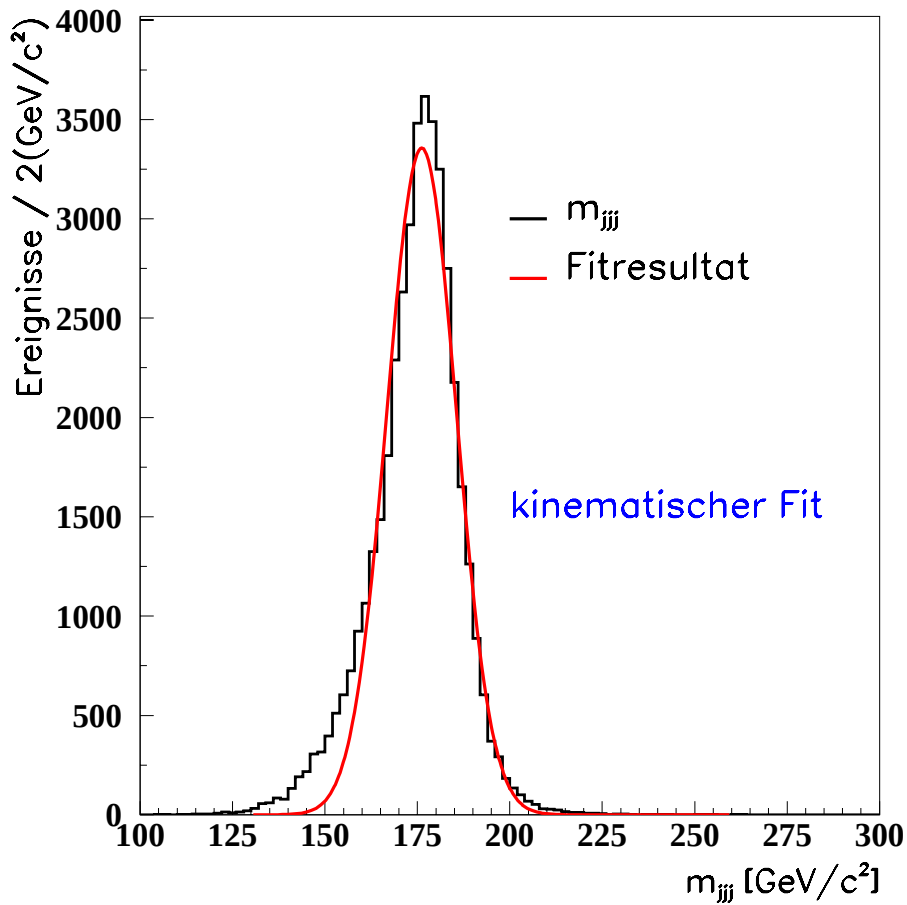


Abbildung 61: Mit Hilfe des kinematischen Fits rekonstruierte Massen des t -Quarks. Die aus Abb. 56 resultierende Gauss-Funktion ist zusammen mit der Massenverteilung aus richtigen Kombinationen dargestellt.

wendet jedoch die Kombinatorik, die sich aus dem kinematischen Fit ergibt. Hier ist deutlich zu erkennen, daß die Anzahl der falschen Kombinationen abgenommen hat. Das rote Histogramm stellt das endgültige Resultat des kinematischen Fits dar. Der kinematische Fit führt zu einer deutlich verbesserten Massenauflösung. Weiterhin nimmt mit Hilfe des kinematischen Fit die Anzahl der falsch gewählten Kombinationen ab.

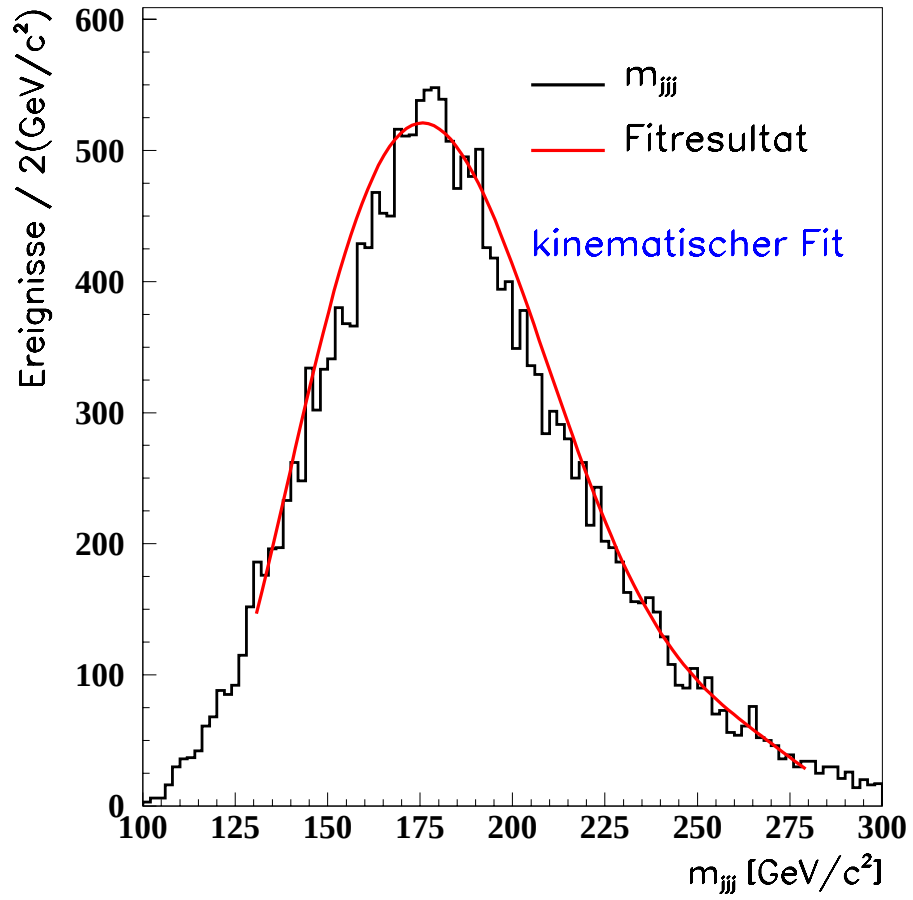


Abbildung 62: Mit Hilfe des kinematischen Fits rekonstruierte Massen des t -Quarks. Die aus Abb. 56 resultierende Untergrundfunktion ist zusammen mit der Massenverteilung aus falschen Kombinationen dargestellt.

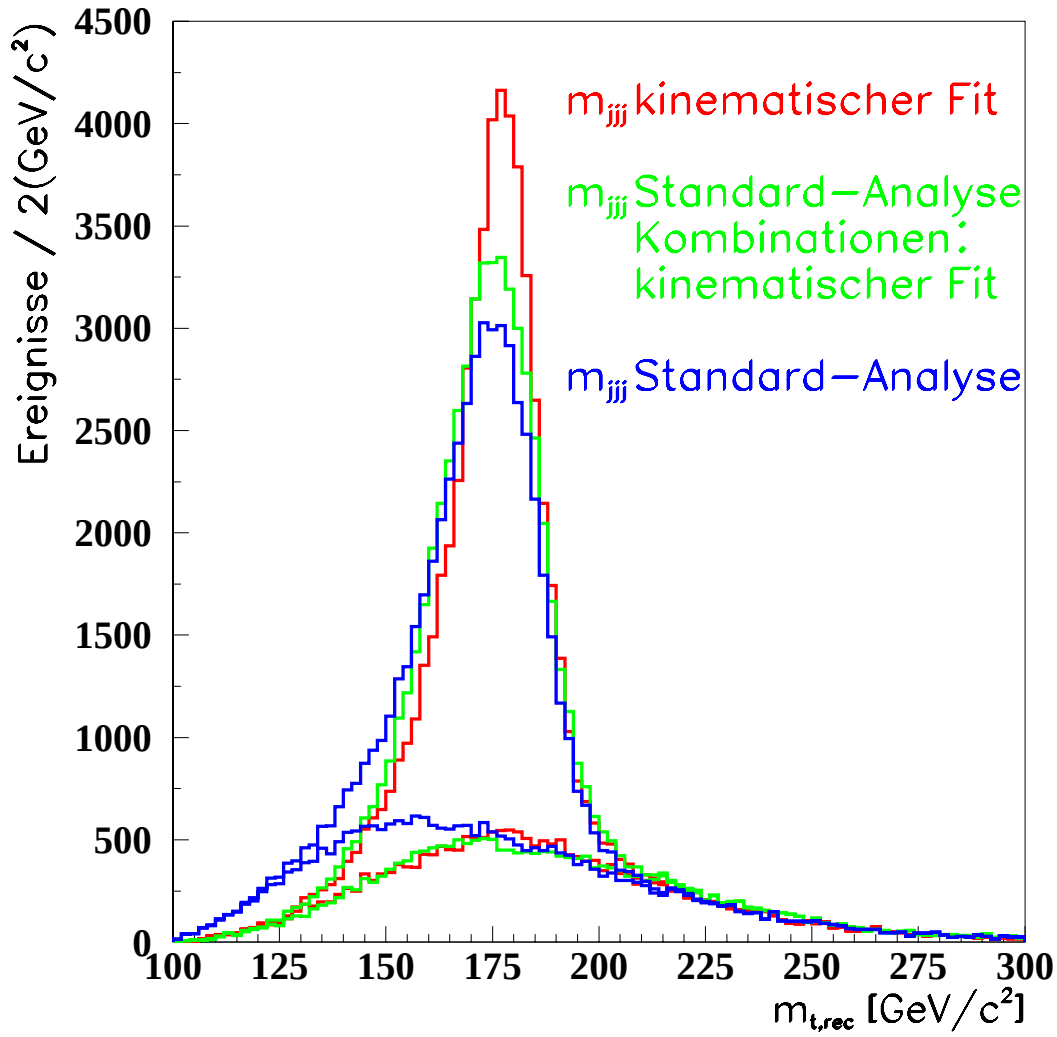


Abbildung 63: Vergleich der Verteilungen der rekonstruierten Masse des t -Quarks bei verschiedenen Analysestufen, wobei die jeweilige Verteilung des kombinatorischen Untergrunds ebenfalls eingetragen ist. Das blaue Histogramm stellt das Resultat der Standardanalyse dar. Das grüne Histogramm zeigt die Resultate der Standardanalyse, jedoch wurde die Kombinatorik verwendet, die der kinematische Fit ausgewählt hat. Das rote Histogramm gibt das endgültige Resultat des kinematischen Fits wieder.

12.2 Systematische Fehler in der Massenbestimmung des t -Quarks

Der entscheidende Vorteil der kinematischen Fit Methode ist eine erhebliche Reduzierung der systematischen Fehler. Es zeigt sich, daß die wichtigste Fehlerquelle die Jetenergie-Kalibrierung der leichten Jets wie auch insbesondere der b -Jets ist. Weiterhin werden die Effekte der Gluonabstrahlung im Anfangszustand *ISR* (Initial State Radiation) und im Endzustand *FSR* (Final State Radiation) untersucht. Zudem wird der Einfluß der Vielfachwechselwirkung *MI* (Multiple Interaction) und der Einfluß der Hadronisierung untersucht. Abschließend werden die Auswirkungen der gewählten Konusgröße diskutiert. Diese Effekte erweisen sich als die wichtigsten Quellen für systematische Unsicherheiten.

12.2.1 Der Einfluß der Gluonabstrahlung im Anfangszustand (ISR)

Um den systematischen Fehler zu bestimmen, der durch ISR verursacht wird, werden Datensätze mit und ohne Gluonabstrahlung im Anfangszustand generiert, wobei der Datensatz mit eingeschaltetem ISR der Standarddatensatz ist. Bei beiden Datensätzen werden die Kalibrationskonstanten des Standarddatensatzes verwendet. Aus der Massendifferenz $\Delta m_t = m_t^{ISR\ an} - m_t^{ISR\ aus}$, die sich bei diesen Datensätzen für die Masse des t -Quarks ergibt, werden 20% als systematischer Fehler der Masse des t -Quarks δm_t abgeschätzt [62]. Da die ISR bis auf 10% [22] genau bekannt ist, stellt diese Abschätzung einen eher pessimistischen Fall dar. Diese Vorgehensweise gilt sowohl für die Standardanalyse wie für den kinematischen Fit.

Konusgröße	Standardanalyse		kinematischer Fit	
	Δm_t [GeV/ c^2]	δm_t [GeV/ c^2]	Δm_t [GeV/ c^2]	δm_t [GeV/ c^2]
$\Delta R = 0.3$	1.3	0.26	0.5	0.10
$\Delta R = 0.4$	1.1	0.22	0.4	0.08
$\Delta R = 0.5$	0.9	0.18	0.3	0.06

Tabelle 11: Einfluß der ISR auf die rekonstruierte Masse des t -Quarks in Abhängigkeit verschiedener Konusgrößen ΔR der Jet-Rekonstruktion. Δm_t bezeichnet die absolute Massenverschiebung und δm_t den daraus resultierenden systematischen Fehler.

Diese Analyse wurde ebenfalls mit verschiedenen Konusgrößen bei der Jet-Rekonstruktion durchgeführt. In Tabelle 11 ist das Ergebnis zusammengefaßt. Durch die ISR tritt je nach gewählter Konusgröße eine Massenverschiebung Δm_t bei der Standardanalyse von 0.9 GeV/ c^2 bis zu 1.3 GeV/ c^2 auf. Dieser Effekt kann durch den kinematischen Fit um mehr als die Hälfte reduziert werden. Man erhält für den kinematischen Fit eine maximale Massenverschiebung

von $\Delta m_t = 0.5 \text{ GeV}/c^2$. Der Beitrag zum systematischen Fehler δm_t kann durch den kinematischen Fit erheblich reduziert werden. Für eine Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ erhält man einen Wert von $\delta m_t = 0.08 \text{ GeV}/c^2$.

12.2.2 Der Einfluß der Gluonabstrahlung im Endzustand (FSR)

Um den systematischen Fehler resultierend aus der FSR abzuschätzen, wird analog zum Fall der ISR vorgegangen. Im Gegensatz zur ISR hat die FSR aber einen viel größeren Einfluß auf die Jet-Energien und somit auf die Jetkalibrierung und dadurch auch auf die rekonstruierte Masse des t -Quarks. Es ist also eine weit aus größere Abweichung als im Falle der ISR zu erwarten. Analog wurde auch hier der Einfluß verschiedener Konusgrößen studiert.

Konusgröße	Standardanalyse		kinematischen Fit	
	Δm_t	δm_t	Δm_t	δm_t
	[GeV/c^2]	[GeV/c^2]	[GeV/c^2]	[GeV/c^2]
$\Delta R = 0.3$	8.9	1.78	3.0	0.60
$\Delta R = 0.4$	7.7	1.54	2.3	0.46
$\Delta R = 0.5$	6.8	1.36	1.7	0.34

Tabelle 12: Einfluß der FSR auf die rekonstruierte Masse des t -Quarks in Abhängigkeit verschiedener Konusgrößen ΔR der Jet-Rekonstruktion. Δm_t bezeichnet die absolute Massenverschiebung und δm_t , den daraus resultierenden systematischen Fehler.

Das Ergebnis ist in Tabelle 12 zusammengefaßt. Für die Standardanalyse erhält man je nach gewählter Konusgröße Massenverschiebungen von $\Delta m_t = 6.8 \text{ GeV}/c^2$ bis zu $\Delta m_t = 8.9 \text{ GeV}/c^2$. Diese Abweichungen werden durch den kinematischen Fit erheblich reduziert. Der Grund liegt in der W -Massen Nebenbedingung aus Gl. (45). Für eine Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ fällt dieser Wert von $7.7 \text{ GeV}/c^2$ auf $2.3 \text{ GeV}/c^2$ ab. Der systematische Fehler δm_t kann somit für $\Delta R = 0.4$ unter $0.5 \text{ GeV}/c^2$ gedrückt werden.

Weiterhin erkennt man, daß der Einfluß auf die Massenverschiebung, die durch ISR bzw. FSR verursacht wird, mit wachsender Konusgröße stetig abnimmt. Im Fall des kinematischen Fits ist diese Verschiebung stark verringert worden. Die systematischen Effekte aus ISR und FSR sind durch den kinematischen Fit mehr als halbiert worden.

12.2.3 Der Einfluß der Vielfachwechselwirkung (MI)

Bei der Fehlerabschätzung resultierend aus der MI wird analog zu obigen Abschätzungen vorgegangen. In diesem Fall wurde ein spezieller Datensatz generiert, bei dem die MI unterbunden war. Als systematischer Fehler δm_t werden 50% der Massenverschiebung Δm_t angenommen.

Konusgröße	Standardanalyse		kinematischen Fit	
	Δm_t	δm_t	Δm_t	δm_t
	[GeV/ c^2]	[GeV/ c^2]	[GeV/ c^2]	[GeV/ c^2]
$\Delta R = 0.3$	0.8	0.40	0.6	0.30
$\Delta R = 0.4$	1.5	0.75	0.7	0.35
$\Delta R = 0.5$	2.4	1.20	0.8	0.40

Tabelle 13: Einfluß der MI auf die rekonstruierte Masse des t -Quarks in Abhängigkeit verschiedener Konusgrößen ΔR der Jet-Rekonstruktion. Δm_t bezeichnet die absolute Massenverschiebung und δm_t den daraus resultierenden systematischen Fehler.

Das Ergebnis ist für verschiedene Konusgrößen bei der Jet-Rekonstruktion in Tabelle 13 zusammengefaßt. Durch den kinematischen Fit werden die Unsicherheiten deutlich verringert. Der Effekt ist um so größer, je größer die gewählte Konusgröße ist. Durch die MI werden insgesamt mehr Teilchen produziert. Dadurch nimmt auch die Anzahl der Teilchen innerhalb eines Jets zu, der mit größerem Konus rekonstruiert wurde. Wird nun die MI unterbunden, nimmt die daraus resultierende Abweichung der rekonstruierten Masse des t -Quarks mit wachsender Konusgröße zu.

12.2.4 Der Einfluß der Jetkalibrierung

Die Jetkalibrierung stellt einen wichtigen Punkt in der Analyse dar. Da bei der Massenrekonstruktion sowohl leichte als auch b -Jets verwendet werden, müssen die Energieskalen beider Jet-Sorten möglichst genau bekannt sein.

Abb. 64 zeigt den Einfluß der Jet-Kalibration auf die rekonstruierte Masse des t -Quarks. In diesem Fall wurden Ereignisse mit einer Masse des t -Quarks von $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$ generiert. Anschließend wurden alle kalibrierten Jet-Energien in Schritten von 1% um bis zu 3% erhöht bzw. erniedrigt. Dies wird im Folgenden als *Fehlkalibrierung* bezeichnet. Als Bezugspunkt in der Darstellung dient die aus der Standardanalyse bzw. dem kinematischen Fit rekonstruierte Masse des t -Quarks. Die blauen Kreise zeigen das Resultat der Standardanalyse und die roten Dreiecke das Ergebnis des kinematischen Fits.

Die Fehlkalibrierung verursacht in der rekonstruierten Masse des t -Quarks aus der Standardanalyse eine erheblich größere Verschiebung ($\pm 3\%$) als bei der Rekonstruktion mit dem kinematischen Fit ($\pm 1\%$). Der Effekt der Fehlkalibrierung wird durch den kinematischen Fit zum Teil kompensiert.

Die Abbildungen 65 bzw. 66 zeigen im Detail den Einfluß einer Fehlkalibrierung auf die Bestimmung der Masse des t -Quarks bei der Standardanalyse bzw. dem kinematischen Fit. In Abb. 65 wird dabei nur die Kalibration der leichten Jets bzw. in Abb. 66 nur die Kalibration der b -Jets geändert.

Diese Abbildungen zeigen deutlich, daß der kinematische Fit die Fehlkalibrierung der leichten Jets komplett kompensieren, hingegen die Fehlkalibrie-

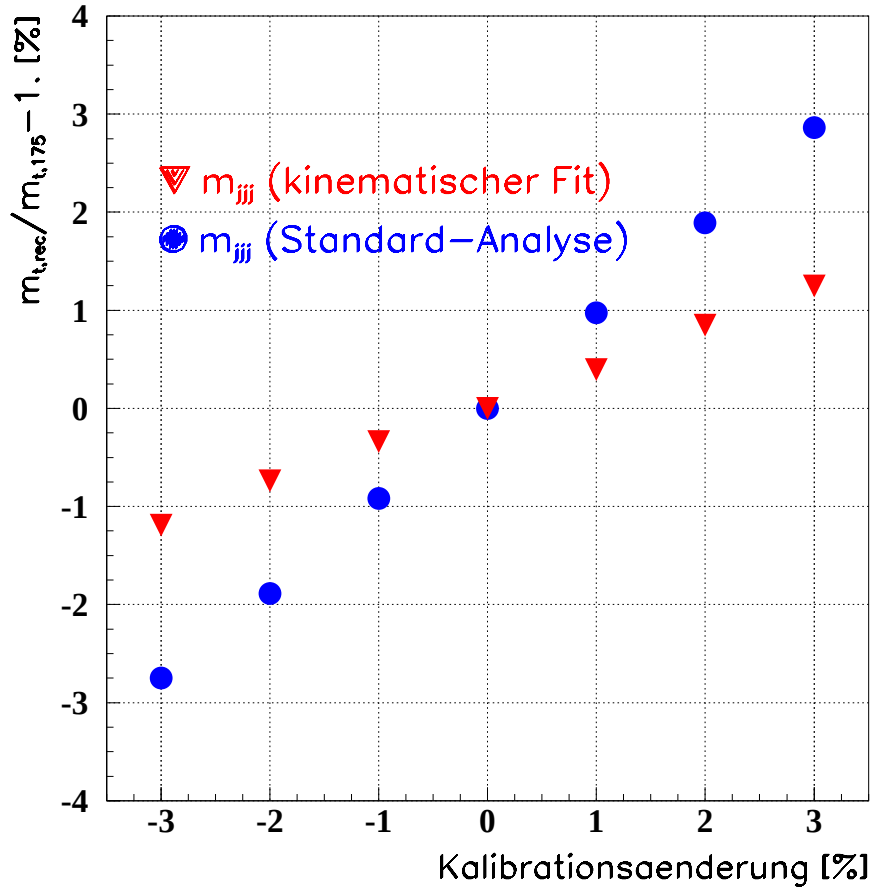


Abbildung 64: Einfluß einer falschen Kalibration der leichten und der b -Jets auf die rekonstruierte t -Quark Masse. Es sind die Resultate für die Standardanalyse bzw. den kinematischen Fit dargestellt.

rung der b -Jets nicht korrigieren kann. Der Grund liegt in der Art der zur Verfügung stehenden Nebenbedingungen. Im Gegensatz zu b -Jets steht für die leichten Jets eine scharfe Nebenbedingung aus Gl. (45) zur Verfügung ($m_{W,had} = 80.43 \text{ GeV}/c^2$). Aus diesen Ergebnissen folgt, daß die Energieskala bei den b -Jets besonders exakt bestimmt werden muß, da sie direkten Einfluß auf die rekonstruierte Masse des t -Quarks besitzt.

Sofern es möglich ist, eine absolute Energiekalibrierung von 1% im Experiment zu erreichen, ergibt sich bei der Standardanalyse eine Unsicherheit in der rekonstruierten Masse des t -Quarks von 1%. Dieser Wert kann mit dem kinematischen Fit halbiert werden.

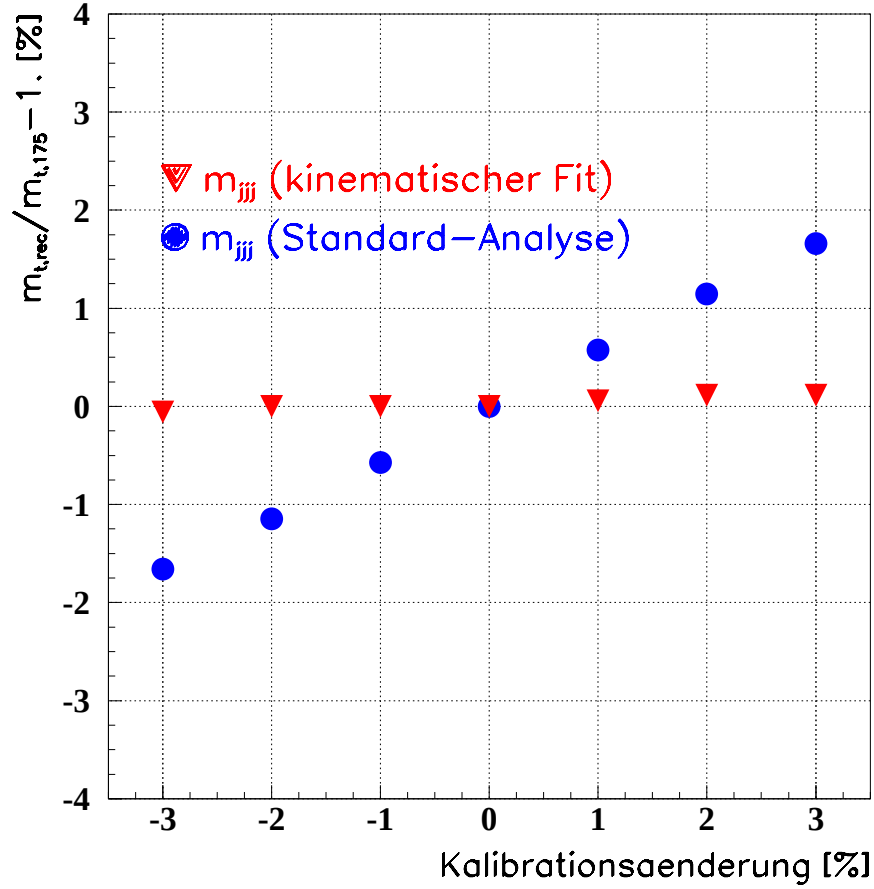


Abbildung 65: Einfluß einer falschen Kalibration der leichten Jets auf die rekonstruierte Masse des t -Quarks. Es sind die Resultate für die Standardanalyse bzw. den kinematischen Fit dargestellt.

12.2.5 Der Einfluß der gewählten Konusgröße zur Rekonstruktion von Jets

Die Konusgröße bei der Jet-Rekonstruktion liegt während der Analyse bei $\Delta R = 0.4$. Um den systematischen Fehler der Konusgröße abzuschätzen, wird die Analyse auch bei $\Delta R = 0.3$ bzw. $\Delta R = 0.5$ durchgeführt. Es werden die rekonstruierten Massen aus der Standardanalyse und dem kinematischen Fit betrachtet. Der Unterschied dieser beiden Extremwerte wird halbiert und als systematischer Fehler betrachtet. Es ergibt sich ein Wert von $\delta m = 1.7 \text{ GeV}/c^2$ bei der Rekonstruktion mit der Standardanalyse bzw. $\delta m = 0.6 \text{ GeV}/c^2$ bei der Rekonstruktion mit dem kinematischen Fit.

Faßt man alle untersuchten systematischen Fehlerquellen zusammen, so kommt man zu dem in Tabelle 14 dargestellten Ergebnis. Um den systematischen Gesamtfehler zu ermitteln, wurden die einzelnen systematischen Fehler quadratisch addiert. Es ist zu erkennen, daß der gesamte systematische Fehler mit Hilfe des kinematischen Fits mehr als halbiert werden kann. Dies ist vor allem

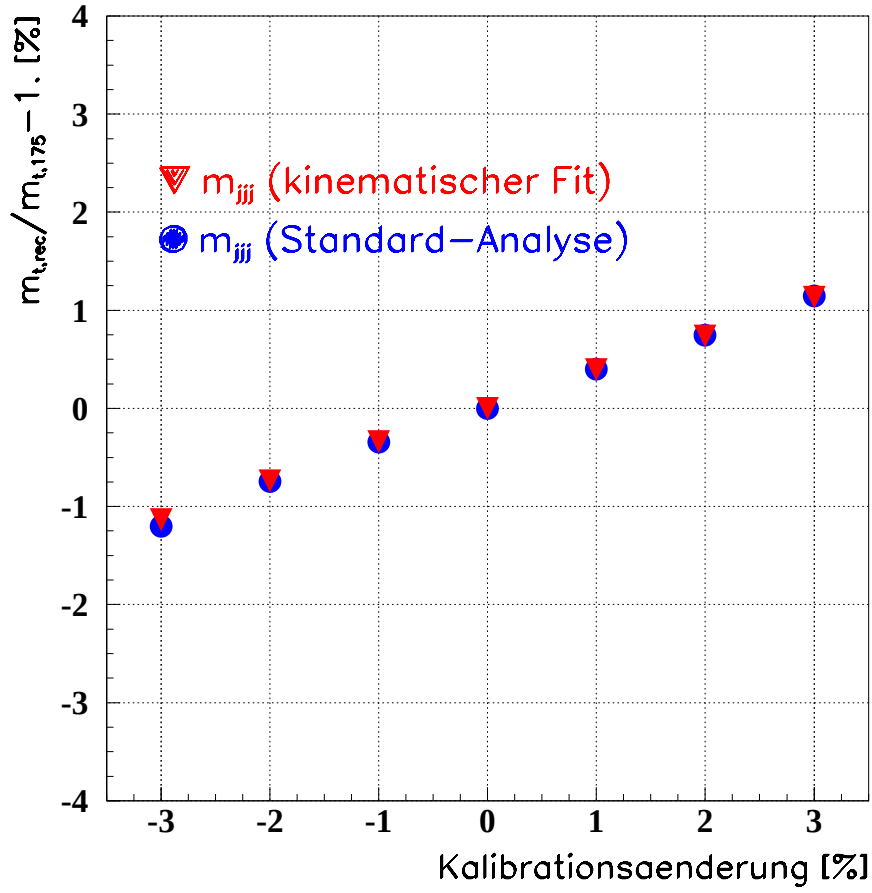


Abbildung 66: Einfluß einer falschen Kalibration der b -Jets auf die rekonstruierte Masse des t -Quarks. Es sind die Resultate für die Standardanalyse bzw. den kinematischen Fit dargestellt.

auf die scharfe W -Massen Nebenbedingung aus Gl. (45) zurückzuführen. Die zwei Hauptfehlerquellen, der Einfluß der FSR und der Jetkalibrierung, können erheblich reduziert werden.

systematische Fehlerquelle		Rekonstruktionsmethode	
		Standardanalyse	kinematischer Fit
		systematischer Fehler	
ISR	[GeV/ c^2]	0.22	0.08
FSR	[GeV/ c^2]	1.54	0.46
MI	[GeV/ c^2]	0.75	0.35
Jetkalibrierung	[GeV/ c^2]	1.80	0.90
Konusgröße	[GeV/ c^2]	1.70	0.60
Gesamtfehler	[GeV/ c^2]	3.02	1.25

Tabelle 14: Systematische Fehler bei der Massenbestimmung des t -Quarks: Verglichen werden die Ergebnisse der Standardanalyse mit den Resultaten des kinematischen Fits. Die einzelnen Fehlerbeiträge wurden dabei quadratisch zum Gesamtfehler addiert.

13 Zusammenfassung

Die Bestimmung der Masse des t -Quarks ist eine der Fragestellungen, die nach Inbetriebnahme des LHC relativ bald beantwortet werden können. In dieser Arbeit wird die Massenrekonstruktion des t -Quarks mit dem ATLAS-Detektor basierend auf Monte-Carlo Rechnungen untersucht. Hierbei wird die Energie- und Richtungsgenauigkeit von Elektronen, Myonen und Jets parametrisiert. Die zugrunde liegende Energieauflösung für Elektronen und Pionen wird an Hand von Teststrahlergebnissen verifiziert.

Als Energieauflösung für das *HEC* (**H**adronic **E**ndcap **C**alorimeter) bei Pionen und Elektronen ergeben sich bei der Parametrisierung nach $\frac{\sigma}{E} = \frac{A}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus B$ folgende Werte:

	A	B
Elektronen	$(21.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$	$(0.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$
Monte-Carlo	$(21.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$	$(0.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$
Pionen	$(70.5 \pm 1.5) \cdot 10^{-2}$	$(5.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$
GALOR	$(65.6 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$	$(4.9 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$

Bei der detaillierten Simulation des Kalorimetertests ergibt das Schauerpaket GALOR die beste Übereinstimmung. Bei Myonen wird ein Signal-zu-Rauschen Verhältnis von 5 erreicht. Sowohl die Homogenität als auch die Linearität des HEC beträgt für Elektronen 1%. Für das e/h -Verhältnis läßt sich aus den Kalorimetermessungen mit Teststrahlen ein Wert von $e/h = 1.486 \pm 0.003$ ableiten.

Die für den gesamten ATLAS-Detektor in der schnellen Simulation ATLFAT verwendete Parametrisierung ergibt eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der detaillierten Simulation. Diese Parametrisierung wird für die Massenrekonstruktion des t -Quarks verwendet, bei der im Rahmen dieser Arbeit zwei verschiedene Methoden untersucht werden.

Zum einen ist dies die Rekonstruktion mit Hilfe der Standardanalyse und zum anderen die Rekonstruktion mit der Methode des kinematischen Fits, die eine Anpassung aufgrund bekannter kinematischer Größen im Ereignis verwendet. Der kinematische Fit verwendet im Zerfall $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}'\mu\bar{\nu}_\mu$ dabei die Massengleichheit des t - bzw. $\bar{t}$ -Quarks und die Masse der beiden W -Bosonen. Die Ergebnisse werden mit der Standardanalyse verglichen.

Mit Hilfe der Energiekalibration der Jets kann die rekonstruierte Energie der Jets nur im Mittel korrigiert werden. Die Energiekalibration ist abhängig von der Konusgröße und wird vor allem durch die Gluonabstrahlung im Anfangs- und Endzustand beeinflusst. Der kinematische Fit fängt die nicht optimale Energiekalibration auf und korrigiert diese. Dabei tritt eine Überkompensation auf, die zu einer Verschiebung der rekonstruierten Masse des t -Quarks führt. Systematische Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit zeigen jedoch, daß diese Verschiebung korrigiert werden kann.

Es ergeben sich bei der Massenrekonstruktion für eine generierte Masse des t -Quarks von $175 \text{ GeV}/c^2$ bei der Standardanalyse und bei dem kinematischen Fit (nach der Korrektur) folgende Ergebnisse:

$$m_{t,rec} = \left(174.6 \pm 0.07^{\text{stat}} \pm 3.02^{\text{syst}}\right) \text{ GeV}/c^2 \quad \text{Standardanalyse}$$

$$m_{t,rec} = \left(175.0 \pm 0.04^{\text{stat}} \pm 1.25^{\text{syst}}\right) \text{ GeV}/c^2 \quad \text{kinematischer Fit}$$

Mit Hilfe des kinematischen Fits kann der dominierende kombinatorische Untergrund reduziert werden. Im Vergleich zur Standardanalyse wird der Anteil der falschen Kombinationen von 41.5% auf 33.5% reduziert. Die Beiträge der systematischen Fehlerquellen können durch den kinematischen Fit ebenfalls reduziert werden. Im Falle der Gluonabstrahlung im Endzustand (FSR) wird dieser Fehler von $1.54 \text{ GeV}/c^2$ auf $0.46 \text{ GeV}/c^2$ reduziert. Die Unsicherheit durch die Jet-Kalibration der leichten Jets kann durch den kinematischen Fit fast vollständig unterdrückt werden. Bei b -Jets hingegen ist keine Verbesserung zu erzielen.

Der kinematische Fit stellt eine gute Methode der Massenrekonstruktion dar, da mit diesem die Auswirkungen der systematischen Fehler zum Teil erheblich reduziert werden können.

A Literaturverzeichnis

Literatur

- [1] K. Kodama et al. Observation of tau-neutrino interactions. *Phys. Lett.*, B504:218–224, 2001.
- [2] F. Abe et al. Evidence for top quark production in anti-p p collisions at $s^{**}(1/2) = 1.8\text{-TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 73:225–231, 1994. hep-ex/9405005.
- [3] F. Abe et al. Kinematic evidence for top quark pair production in W + multi - jet events in p anti-p collisions at $s^{**}(1/2) = 1.8\text{-TeV}$. *Phys. Rev.*, D51:4623–4637, 1995. hep-ex/9412009.
- [4] F. Abe et al. Observation of top quark production in anti-p p collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2626–2631, 1995. hep-ex/9503002.
- [5] F. Abe et al. Measurement of the top quark mass with the Collider Detector at Fermilab. *Phys. Rev. Lett.*, 82:271–276, 1999. hep-ex/9810029.
- [6] B. Abbott et al. Direct measurement of the top quark mass at D0. *Phys. Rev.*, D58:052001, 1998. hep-ex/9801025.
- [7] K. M. Potter. The Large Hadron Collider (LHC) project of CERN. Talk given at 28th International Conference on High-energy Physics (ICHEP 96), Warsaw, Poland, 25-31 Jul 1996.
- [8] Design study of the large hadron collider (LHC): A Multiparticle collider in the LEP tunnel. CERN-91-03.
- [9] W. W. Armstrong et al. ATLAS: Technical proposal for a general-purpose p p experiment at the Large Hadron Collider at CERN. CERN-LHCC-94-43.
- [10] CMS Collaboration. CMS Technical Proposal. CERN-LHCC-94-38.
- [11] LHCb Collaboration. LHCb Technical Proposal. CERN-LHCC-98-004.
- [12] ALICE Collaboration. ALICE: technical proposal for a large ion collider experiment at the CERN LHC. CERN-LHCC-95-71.
- [13] S. L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 22:579–588, 1961.
- [14] J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg. Broken symmetries. *Phys. Rev.*, 127:965–970, 1962.
- [15] S. Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, 1967.

- [16] S. Abachi et al. Observation of the top quark. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2632–2637, 1995. hep-ex/9503003.
- [17] Kyungsik Kang and Sin Kyu Kang. Field theory for the standard model. 1997. hep-ph/9702323.
- [18] F. Abe et al. Measurement of the top quark mass. *Phys. Rev. Lett.*, 80:2767–2772, 1998. hep-ex/9801014.
- [19] S. Abachi et al. Direct measurement of the top quark mass. *Phys. Rev. Lett.*, 79:1197–1202, 1997. hep-ex/9703008.
- [20] D. G. Charlton. Precise electroweak results from LEP2. *eConf*, C990809:352–367, 2000. hep-ex/9912019.
- [21] Roberto Bonciani, Stefano Catani, Michelangelo L. Mangano, and Paolo Nason. NLL resummation of the heavy-quark hadroproduction cross-section. *Nucl. Phys.*, B529:424–450, 1998. hep-ph/9801375.
- [22] M. Beneke et al. Top quark physics. 2000. hep-ph/0003033.
- [23] Andrzej Czarnecki and Kirill Melnikov. Two-loop QCD corrections to top quark width. *Nucl. Phys.*, B544:520–531, 1999. hep-ph/9806244.
- [24] K. G. Chetyrkin, R. Harlander, T. Seidensticker, and M. Steinhauser. Second order QCD corrections to $\Gamma(t \rightarrow W b)$. *Phys. Rev.*, D60:114015, 1999. hep-ph/9906273.
- [25] Ansgar Denner and Thomas Sack. The Top width. *Nucl. Phys.*, B358:46–58, 1991.
- [26] G. Eilam, R. R. Mendel, R. Migneron, and A. Soni. Radiative corrections to top quark decay. *Phys. Rev. Lett.*, 66:3105–3108, 1991.
- [27] Ikaros I. Y. Bigi, Yu L. Dokshitzer, V. Khoze, J. Kuhn, and Peter Zerwas. Production and Decay properties of ultraheavy Quarks. *Phys. Lett.*, B181:157, 1986.
- [28] A. Airapetian et al. ATLAS calorimeter performance. CERN-LHCC-96-40.
- [29] A. P. Heinson. Future top physics at the Tevatron and LHC. 1996. hep-ex/9605010.
- [30] M. Cöbal. Top Physics at LHC. ATL-PHYS-96-093.
- [31] The LHC Study Group. The Large Hadron Collider Accelerator project. Technical report, CERN, 1993. CERN AC/93-03 (LHC).
- [32] ATLAS: Detector and physics performance technical design report. Volume 2. CERN-LHCC-99-15.

- [33] F. Ariztizabal et al. Construction and performance of an iron scintillator hadron calorimeter with longitudinal tile configuration. *Nucl. Instrum. Meth.*, A349:384–397, 1994. CERN-PPE-94-66.
- [34] C. Berger et al. Study of a novel electromagnetic liquid argon calorimeter TGT. *Nucl. Instrum. Meth.*, A357:333–343, 1995.
- [35] Y. Zolnierowski. Study of Pile-up from minimum bias events. Technical report, RD3 Collaboration, September 1992. ATL-CAL-92-014.
- [36] W. Braunschweig et al. Performance of the TGT liquid argon calorimeter and trigger system. *Nucl. Instrum. Meth.*, A378:479, 1996.
- [37] A. Cheplakov et al. Radiation hardness of GaAs preamplifiers for liquid argon calorimetry at LHC. JINR-E13-96-358.
- [38] K. Borrás. Aufbau und Kalibration eines Flüssig-Argon Kalorimeters im H1 Detektor. Master's thesis, 1992.
- [39] J. Engler. Status and perspectives of Liquid Argon calorimeters. *Nucl. Instrum. Meth.*, A225:525–529, 1984.
- [40] E. Shimabura et. al. Drift velocities of electrons, saturation characteristics of ionisation and W-values for conversion electrons in Liquid Argon, Liquid Argon-Gas mixtures and Liquid Xenon. *Nucl. Instrum. Meth.*, 131:249, 1975.
- [41] Richard Wigmans. On the energy resolution of Uranium and other hadron Calorimeters. *Nucl. Instrum. Meth.*, A259:389–429, 1987.
- [42] D. E. Groom. Energy flow in a hadronic cascade: Application to hadron calorimetry. Given at 7th International Conference on Calorimetry in High-Energy Physics (ICCHEP 97), Tucson, AZ, 9-14 Nov 1997.
- [43] D. Striegel. Energiemessung von Elektronen und Myonen mit dem Prototypen eines hadronischen Flüssig-Argon-Kalorimeter des ATLAS Detektors im Teststrahl. Master's thesis, Technische Universität München, 1997.
- [44] CERN. Short Introduction of the use of the H6 beam, März 1995.
- [45] S. Chekulaev & M. Kazarinov. Survey of the TGT experimental set-up during the November 93 running. Technical report, MPI, Dezember 1993. TGT note-046.
- [46] D. Salihagic A. Kiryunin. Monte Carlo fpr the HEC prototype: software and examples of analysis. *ATLAS HEC note-063*, 1998.
- [47] A. Artamonov et al. DICE-95. Technical report, 1995. ATL-SOFT-95-014.

- [48] CERN. GEANT Detector Description and Simulation Tool, 1994. CERN Program Library, longwriteup W5013.
- [49] B. Dowler et al. Performance of the ATLAS hadronic end-cap calorimeter in beam tests. *Nucl. Instrum. Meth.*, A482:94–124, 2002.
- [50] A. Minaenko. Analysis of Testbeam data, obtained with Modul Zero of Hadronic End-Cap Calorimeter. 1999. ATL-LARG-99-011.
- [51] J. Colas et al. The ATLAS calorimeter calibration board: Test of a first set of boards new developments. In *Snowmass 1999, Electronics for LHC experiments* 265– 269.
- [52] R. Brun and F. Rademakers. Root: An object oriented data analysis framework. *Nucl. Instrum. Meth.*, A389:81–86, 1997.
- [53] P. Stavina A. Kiryunin, L. Kurchaninov. Reconstruction of Signal Parameters in the HEC Readout Driver. *ATLAS HEC note-110*, March 2001.
- [54] L. Poggioli E. Richter-Was, D. Froidevaux. ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS. 1998. ATL-COM-PHYS-98-011.
- [55] Torbjorn Sjostrand. High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. *Comput. Phys. Commun.*, 82:74–90, 1994.
- [56] Torbjorn Sjostrand. PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: Physics and manual. 1995. hep-ph/9508391.
- [57] G. Marchesini et al. HERWIG: A Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. Version 5.1 - April 1991. *Comput. Phys. Commun.*, 67:465–508, 1992.
- [58] Michelangelo L. Mangano. Production of W plus heavy quark pairs in hadronic collisions. *Nucl. Phys.*, B405:536–554, 1993.
- [59] A. Dell’Acqua et al. 1997 ATLAS Jet Production. 1997. ATL-PHYS-97-102.
- [60] C. Guyot L. Poggioli, D. Froidevaux. Physics Performance For Various Muon System Configurations. 1995. ATL-PHYS-95-076.
- [61] Krzysztof Sliwa. Top mass and cross section results from CDF and D0 at the Fermilab Tevatron. To be published in the proceedings of 13th Topical Conference on Hadron Collider Physics, Mumbai, India, 14-20 Jan 1999.
- [62] P. Grenier, D. Pallin, P. Rosset, and L.P. Says. Measurement of the top quark mass in the inclusive lepton plus jets channel. 1999. ATL-PHYS-99-026.

B Abbildungsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

1	Vorhersage des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $pp(14 \text{ TeV}) \rightarrow t\bar{t}X$ nach dem Standardmodell in Abhängigkeit von der Quarkmasse [21]	5
2	Signifikanz des Nachweises des Higgs-Bosons beim ATLAS-Detektor als Funktion der Masse des Higgs-Bosons bei einer integrierten Luminosität von 100 fb^{-1} [28]	9
3	Wirkungsquerschnitte für die Produktion des b -Quarks und des t -Quarks, der Bosonen (W, Z, H) und der Jets in Abhängigkeit von der Schwerpunktenenergie im Vergleich zwischen Tevatron und LHC	12
4	Aufbau des LHC [7]	14
5	Aufbau des ATLAS-Detektors	16
6	Aufbau der ATLAS-Kalorimeter	17
7	Materialverteilung der ATLAS-Kalorimeter in Einheiten der Absorptionslänge als Funktion der Pseudorapidität η	18
8	Driftstrom eines Ionisationskalorimeters (a) und das daraus resultierende Signal eines bipolaren Signalformers mit $t_p(\delta) = 20 \text{ ns}$ (b). Die Punkte markieren die Digitalisierungspunkte der Signalkurve	19
9	Prinzipielle Abhängigkeit des Gesamttrauschens von der im Signalformer gewählten Anstiegszeit	20
10	Schematische dreidimensionale Projektion eines HEC-Rades	21
11	$R\phi$ - bzw. Rz - Segmentierung eines HEC-Rades	22
12	Auslesezone des HEC. In der Abb. ist vertikal die z -Richtung und horizontal die R -Richtung gezeigt.	23
13	Querschnitt einer Ausleseelektrode. In der Abb. ist vertikal die z -Richtung und horizontal die R -Richtung gezeigt.	24
14	Querschnitt einer EST-Elektrode	24
15	Strahlengang des H6-Teststrahls (vereinfachte Schematik) [43]	30
16	Schematische Anordnung der Zähler und Proportionalkammern [43]	31
17	Schematische Darstellung der Kapazitätsmessung	33
18	HEC-Frontmodule bei der Positionierung im Testkryostaten.	34
19	Schematische Frontansicht der Testkalorimetermodule und Darstellung der verschiedenen Auftreffpunkte des Teststrahls, die in der Analyse verwendet wurden. Eingezeichnet ist auch die Position des Kryostatfensters (Kreis) und der mit dem Teststrahl erreichbare Bereich (Rechteck)	35
20	Prinzipschaltung der Auslese des Kalorimeters	36

21	Gezeigt ist eine $z - y$ Seitenansicht der HEC-1 bzw. HEC-2 Module im Testkryostaten (nicht abgebildet). Der Teststrahl läuft entlang der eingezeichneten z -Achse.	37
22	Relativer, mittlerer Verlust an rekonstruierter Energie in Abhängigkeit der Teststrahlenergie geladener Pionen [49]	40
23	Elektronisches Schaltschema des Kalibrationssystems zusammen mit dem Schema für kalte und warme Elektronikkomponenten [49]	42
24	Rekonstruierte Energieverteilungen für Elektronen bei Energien von 10, 20, 80 und 147,8 GeV.	47
25	Energieauflösung des Elektronsignals an drei verschiedenen Auftreffpunkten des Teststrahls	48
26	Stochastischer Term A und konstanter Term B aufgetragen in Abhängigkeit der zur Verfügung stehenden Auftreffpunkte des Teststrahls. Die Monte-Carlo Vorhersagen sind ebenfalls aufgetragen.	49
27	Homogenität des Kalorimetersignals bei Elektronen. Aufgetragen ist die elektromagnetische Kalibrationskonstante α_{em} im Verhältnis zur mittleren elektromagnetischen Kalibrationskonstanten $\langle \alpha_{em} \rangle$ in Abhängigkeit der zur Verfügung stehenden Auftreffpunkte des Teilchenstrahls	50
28	Linearität des Elektronsignals an vier verschiedenen Auftreffpunkten. Aufgetragen ist jeweils das Verhältnis der inversen elektromagnetischen Kalibrationskonstanten $1/\alpha_{em}$ relativ zu deren inversen Mittelwert.	51
29	Gemessene Energieverteilungen bei Pionen für Teststrahlenergien von 10, 20, 120 und 180 GeV	52
30	Kalibrationskonstante α_π für einen Teststrahl aus Pionen in Abhängigkeit der Teststrahlenergie für vier verschiedene Auftreffpunkte (G, H, J, K).	53
31	Energieauflösung für Pionen in Abhängigkeit der Teststrahlenergie. Aufgetragen ist das Resultat für den Auftreffpunkt J zusammen mit der Monte-Carlo Vorhersage mit GCALOR	54
32	Energieabhängigkeit des e/h -Verhältnisses der gemessenen Daten vor (a) und nach (b) der Korrektur für Leakage. Die durchgezogene Linie zeigt das Resultat der e/h Anpassung [49].	55
33	Pionen: Longitudinales Schauerprofil. Aufgetragen ist die Energieabhängigkeit der mittleren deponierten Energie im ersten (oben links), zweiten (oben rechts), dritten (unten links) und im vierten (unten rechts) longitudinalen Segment im Verhältnis zur gesamten rekonstruierten Energie. Aufgetragen sind die Meßwerte für einen bestimmten Auftreffpunkt zusammen mit den Resultaten der Monte-Carlo Simulation (GCALOR: offene Kreise)	57

34	Pionen: Laterales Schauerprofil. Aufgetragen ist der mittlere Energieanteil in einem ϕ -Tower (mit $x = -25.5$ cm) in Abhängigkeit der x -Position des Auftreffpunkts im ersten (oben links), zweiten (oben rechts), dritten (unten links) und im vierten (unten rechts) longitudinalen Segment. Zusätzlich sind auch die Resultate der Monte-Carlo Simulation (GCALOR: Sterne) dargestellt.	58
35	Vergleich zwischen rekonstruierter Myonenergie von Myonen mit 180 GeV und dem elektronischen Rauschen. Aufgetragen sind die Resultate in Einheiten von σ des Rauschens.	59
36	Horizontaler Scan mit Myonen mit einer Energie von 180 GeV über den gesamten mit dem Teststrahl zugänglichen Bereich. Die Signale aus den vier longitudinalen Segmenten sind separat aufgetragen.	60
37	Horizontaler Scan mit Myonen bei einer Energie von 180 GeV. Aufgetragen ist das gemessene Signal in den Übergangsbereichen zwischen den drei Modulen.	61
38	Energieabhängigkeit der Energieauflösung für Jets und einzelnen geladenen Pionen bei $ \eta = 2.45$. Die Linien geben die Resultate der Fits wieder.	63
39	Kalibrationsfunktionen in Abhängigkeit von ΔR zwischen generiertem Quark und selektiertem Jet für leichte Jets. Es wurde die Kalibrationsfunktion mit $\Delta R = 0.4$ für die Analyse verwendet.	69
40	Kalibrationsfunktionen in Abhängigkeit von ΔR zwischen generiertem Quark und selektiertem Jet für b -Jets. Es wurde die Kalibrationsfunktion mit $\Delta R = 0.4$ für die Analyse verwendet.	70
41	Feynman-Diagramme des nach Gl. (37) und (38) analysierten Zerfalls des t -Quarks a) bzw. des $\bar{t}$ -Quarks b)	71
42	Massenverteilung des t -Quarks aus der Rekonstruktion mit der Standardanalyse (Konusgröße $\Delta R = 0.4$). Ausgefüllt dargestellt ist der kombinatorische Untergrund. Die Resultate des Fits sind ebenfalls gezeigt: Maximalwert P_1 , Zentralwert P_2 und Standardbreite P_3 des Gaußschen Funktionsanteils und Anteil P_4 des kombinatorischen Untergrunds (siehe Gl. (36)).	73
43	Verteilung der Ereignisse mit jeweils n_{jet} rekonstruierten Jets für Untergrundprozesse. Selektiert werden Ereignisse mit $n_{jet} \geq 4$. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.2$ rekonstruiert.	75
44	Verteilung des Abstands $\Delta R_{jet,jet}$ zwischen 2 Jets. Selektiert werden Ereignisse mit $\Delta R_{jet,jet} > 1$. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.2$ rekonstruiert.	76
45	Verteilung der Anzahl der rekonstruierten Jets n_{jet} für Untergrundprozesse nach der Vorselektion. Selektiert werden Ereignisse mit $n_{jet} \geq 4$. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ rekonstruiert.	77

46	Verteilung des Abstands $\Delta R_{jet,jet}$ zwischen 2 Jets für Untergrundprozesse nach der Vorselektion. Selektiert werden Ereignisse mit $\Delta R_{jet,jet} > 1$. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ rekonstruiert.	78
47	E_{mis}^T -Verteilung für Untergrundprozesse nach der Vorselektion. Selektiert werden Ereignisse mit $E_{mis}^T > 30$ GeV	79
48	Verteilung der Anzahl der isolierten Myonen für Untergrundprozesse. Selektiert werden Ereignisse mit $n_\mu \leq 2$	80
49	Verteilung der maximalen Pseudorapidität $\eta_{max,jet}$ der rekonstruierten Jets für Untergrundereignisse. Selektiert werden Ereignisse mit $\eta_{max,jet} < 3$. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ rekonstruiert.	81
50	Verteilung des minimalen Transversalimpulses $p_{min,jet}^T$ der Jets für Untergrundereignisse. Selektiert werden Ereignisse mit $p_{min,jet}^T > 20$ GeV/c. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ rekonstruiert.	82
51	Verteilung des Abstands $btag$ des Sekundärvertex der b -Jets vom Primärvertex für Untergrundereignisse. Selektiert werden Ereignisse mit $btag > 2$ cm. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ rekonstruiert.	83
52	Verteilung des transversalen Abstands rb_{max} des Sekundärvertex vom zugeordneten b -Jet für Untergrundereignisse. Selektiert werden Ereignisse mit $rb_{max} < 0.5$ cm. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ rekonstruiert.	84
53	Verteilung der invariante Masse m_{jj} zweier leichter Jets für Untergrundereignisse. Selektiert werden Ereignisse, deren invariante Masse leichter Jets in einem Massenfenster von $60 \text{ GeV} < m_{jj} < 100 \text{ GeV}$ liegen. Die Jets wurden mit einer Konusgröße von $\Delta R = 0.4$ rekonstruiert.	85
54	Dargestellt ist die resultierende Gauß-Funktion mit den Parametern aus Abb. 42 zusammen mit den aus richtigen Kombinationen rekonstruierten Massenverteilung des t -Quarks bei der Standardanalyse.	95
55	Dargestellt ist die resultierende Untergrundfunktion mit der Normierung aus Abb. 42 zusammen mit den aus falschen Kombinationen rekonstruierten Massenverteilung des t -Quarks bei der Standardanalyse.	96
56	Rekonstruierte Massenverteilung des t -Quarks mit Hilfe des kinematischen Fits. Das ausgefüllte Histogramm stellt die Massenverteilung des kombinatorischen Untergrunds dar. Das Resultat des Fits (rote Kurve) ist ebenfalls aufgenommen: Maximalwert P_1 , Zentralwert P_2 und Standardbreite P_3 des Gaußschen Funktionsanteils und Norm P_4 des kombinatorischen Untergrundes .	97

57	Aufgetragen ist die rekonstruierte Masse des t -Quarks in Abhängigkeit der generierten Masse des t -Quarks (Konusgröße $\Delta R = 0.4$). Die blauen (gefüllten) Kreise bezeichnen den Zentralwert, der aus der Standardanalyse rekonstruierten Masse des t -Quarks. Die roten (gefüllten) Dreiecke bezeichnen die rekonstruierten Massen des t -Quarks aus dem kinematischen Fit.	98
58	Aufgetragen ist das Verhältnis aus rekonstruierter zu generierter Masse des t -Quarks in Abhängigkeit der generierten Masse des t -Quarks (Konusgröße $\Delta R = 0.4$). Die blauen (gefüllten) Kreise bezeichnen den Zentralwert der aus der Standardanalyse rekonstruierten Masse des t -Quarks und die roten (gefüllten) Dreiecke die rekonstruierten Massen aus dem kinematischen Fit.	100
59	Verteilung der aus reiner Generatorinformation durch den kinematischen Fit rekonstruierten Masse des t -Quarks. Die generierte Masse des t -Quarks ist ebenfalls eingezeichnet.	101
60	Als rote (gefüllte) Dreiecke ist das Verhältnis der mit dem kinematischen Fit rekonstruierten und mit Gl. (73) korrigierten Masse des t -Quarks in Bezug auf die generierte Masse in Abhängigkeit der generierten Masse aufgetragen (Konusgröße $\Delta R = 0.4$).	102
61	Mit Hilfe des kinematischen Fits rekonstruierte Massen des t -Quarks. Die aus Abb. 56 resultierende Gauss-Funktion ist zusammen mit der Massenverteilung aus richtigen Kombinationen dargestellt.	103
62	Mit Hilfe des kinematischen Fits rekonstruierte Massen des t -Quarks. Die aus Abb. 56 resultierende Untergrundfunktion ist zusammen mit der Massenverteilung aus falschen Kombinationen dargestellt.	104
63	Vergleich der Verteilungen der rekonstruierten Masse des t -Quarks bei verschiedenen Analysestufen, wobei die jeweilige Verteilung des kombinatorischen Untergrunds ebenfalls eingetragen ist. Das blaue Histogramm stellt das Resultat der Standardanalyse dar. Das grüne Histogramm zeigt die Resultate der Standardanalyse, jedoch wurde die Kombinatorik verwendet, die der kinematische Fit ausgewählt hat. Das rote Histogramm gibt das endgültige Resultat des kinematischen Fits wieder.	105
64	Einfluß einer falschen Kalibration der leichten und der b -Jets auf die rekonstruierte t -Quark Masse. Es sind die Resultate für die Standardanalyse bzw. den kinematischen Fit dargestellt. . .	109
65	Einfluß einer falschen Kalibration der leichten Jets auf die rekonstruierte Masse des t -Quarks. Es sind die Resultate für die Standardanalyse bzw. den kinematischen Fit dargestellt. . . .	110
66	Einfluß einer falschen Kalibration der b -Jets auf die rekonstruierte Masse des t -Quarks. Es sind die Resultate für die Standardanalyse bzw. den kinematischen Fit dargestellt.	111

C Tabellenverzeichnis

Tabellenverzeichnis

1	Korrekturen der t -Quark Massenbreite Γ_0	7
2	Zerfallskanäle des SM Higgs-Boson und der Massenbereich, die ein signifikantes Entdeckungspotential erwarten lassen	8
3	Erwartete Zerfallskanäle des MSSM Higgs-Bosons	8
4	Anforderungen der verschiedenen Subdetektoren an die Energie- und Impulsauflösung	11
5	Leistungsdaten des LHC	13
6	Simulierte Energieauflösung des Kalorimeters bei einem Teststrahl aus geladenen Pionen für verschiedene Optionen der Teilchenschauerentwicklung [50]	40
7	Relevante Untergrundprozesse, deren Wirkungsquerschnitte und erwartete Anzahl von Untergrundereignissen für 3 Jahre bei niedriger Luminosität	74
8	Anzahl der Untergrundereignisse nach der Selektion in Abhängigkeit von der Konusgröße	79
9	Resultierende Parameter der Fehlerfunktion für den Impuls leichter Jets in verschiedenen η -Bereichen	92
10	Resultierende Parameter der Fehlerfunktion für den Impuls von b -Jets in verschiedenen η -Bereichen	92
11	Einfluß der ISR auf die rekonstruierte Masse des t -Quarks in Abhängigkeit verschiedener Konusgrößen ΔR der Jet-Rekonstruktion. Δm_t bezeichnet die absolute Massenverschiebung und δm_t den daraus resultierenden systematischen Fehler.	106
12	Einfluß der FSR auf die rekonstruierte Masse des t -Quarks in Abhängigkeit verschiedener Konusgrößen ΔR der Jet-Rekonstruktion. Δm_t bezeichnet die absolute Massenverschiebung und δm_t , den daraus resultierenden systematischen Fehler.	107
13	Einfluß der MI auf die rekonstruierte Masse des t -Quarks in Abhängigkeit verschiedener Konusgrößen ΔR der Jet-Rekonstruktion. Δm_t bezeichnet die absolute Massenverschiebung und δm_t den daraus resultierenden systematischen Fehler.	108
14	Systematische Fehler bei der Massenbestimmung des t -Quarks: Verglichen werden die Ergebnisse der Standardanalyse mit den Resultaten des kinematischen Fits. Die einzelnen Fehlerbeiträge wurden dabei quadratisch zum Gesamtfehler addiert.	112

D Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in der Münchner Arbeitsgruppe des Max-Planck-Instituts für Physik, das im Rahmen der ATLAS-Kollaboration am Bau des Hadronischen Endkappen-Kalorimeters des ATLAS-Detektors beteiligt ist.

Ich danke allen Mitgliedern dieser Gruppe für viele anregende Diskussionen, die in einer freundlichen und harmonischen Arbeitsatmosphäre stattfanden und eine effektive, angenehme und fruchtbare Zusammenarbeit ermöglichten.

Ich danke Herrn Prof. Dr. N. Schmitz für die interessante Aufgabenstellung, und dafür, daß er mir die Arbeit unter den ausgezeichneten Arbeitsbedingungen am Max-Planck-Institut für Physik ermöglicht hat.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. P. Schacht für die intensive und lehrreiche Betreuung im Verlauf meiner Dissertation. Seine tatkräftige Unterstützung bei Problemen und die vielen wertvollen Anregungen und Diskussionen trugen entscheidend zum Gelingen bei.

Mein herzlicher Dank gilt ebenfalls Herrn Dr. H. Stenzel, der bei vielen Fragen stets hilfreich zur Stelle war und bei zahlreichen Diskussionen fruchtbare Anstöße gab.

Ich danke Herrn Dr. A. Kiryunin und Herr Dr. A. Minaenko bei der Bewältigung von Problemen im Bereich der Monte-Carlo Simulationen und speziellen Fragen der Analyse der Kalorimeterdaten.

Ich bedanke mich herzlich bei Herrn Dr. H. Oberlack und Herrn Dr. M. Aderholz für Anregungen und die tatkräftige Unterstützung beim kritischen Lesen des Manuskripts.

Mein liebevoller, persönlicher Dank gilt Frau S. Streit für die moralische Unterstützung beim Anfertigen dieser Dissertation.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die mich während der Anfertigung der Dissertation stets liebevoll unterstützt haben.

Ich versichere, daß ich diese Dissertation unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt habe.